Untersuchung der Struktur der Kerne C^{13} und O^{15} mit Hilfe einer Analyse der Reaktion $C^{13}(He^3,n)O^{15}$

I N A U G U R A L D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Friedhelm Sichelschmidt

aus Dortmund

- Juni 1970 -

1. Gutachter: Prof. Dr. J. Eichler

2. Gutachter: Prof. Dr. R. Lipperheide

Tag der mündlichen Prüfung: 15. Juli 1970

Tag der Promotion:

Untersuchung der Struktur der Kerne C^{13} und O^{15} mit Hilfe einer Analyse der Reaktion $C^{13}(He^3,n)O^{15}$

I N A U G U R A L D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Friedhelm Sichelschmidt

aus Dortmund

- Juni 1970 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Zusammenfassung

Mit Hilfe der Analyse der Zwei-Nukleonen-Transferreaktion $C^{13}(He^3,n)O^{15}$ wurde versucht, unter Benutzung verschiedener Kernmodellrechnungen Aufschluß über die Struktur vom C^{13}-Grundzustand und den Zuständen in O^{15} zu erlangen. Die Reaktion wurde als direkte Reaktion im Rahmen der DWBA untersucht, wobei die Berechnung der Formfaktoren im wesentlichen auf der Grundlage der Theorie von Glendenning geschah. Um den Einfluß der konkurrierenden Compoundkernreaktion abzuschätzen, wurde eine Hauser-Feshbach-Analyse durchgeführt.

Zur Beschreibung der Struktur von C^{13} und O^{15} standen Modellrechnungen in verschiedenen Konfigurationsräumen, aufbauend auf der 1p- und/oder der (2s, 1d)-Schale, zur Verfügung. Die generelle Struktur der Neutronenwinkelverteilungen ließ sich in allen Modellen etwa gleich gut beschreiben, die relativen Wirkungsquerschnitte wiesen jedoch zum Teil beträchtliche Abweichungen im Vergleich mit dem Experiment auf. Dies deutet darauf hin, daß insbesondere der Einfluß der $1p_{3/2}$-Schale nicht ohne weiteres vernachlässigt werden darf. In Anbetracht der großen Empfindlichkeit des Zwei-Nukleonen-Transfers auf Konfigurationsbeimischungen kann dieses Ergebnis nicht verwundern, wenn man bedenkt, daß es auch Schwierigkeiten bereitet, das Niveauschema von O^{15} theoretisch gut zu beschreiben.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548902_0023

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
	2.1 Einführung	3
	2.2 Übergangsamplitude	5
	2.21 Elastische Streuwellen	6
	2.22 Formfaktor	7
	2.3 Wirkungsquerschnitt	11
	2.4 Statistisches Modell nach Hauser-Feshbach	12
3	Modellrechnungen zur Struktur von C^{13} und O^{15}	14
	3.1 Reines Schalenmodell	15
	3.2 Intermediäre Kopplung	16
	3.3 Konfigurationsmischungen	16
	3.31 Sphärische Basis	17
	3.32 Deformierte Basis	19
4	Durchführung der Messungen	21
5	Ergebnisse	23
	5.1 Prinzip der Auswertung	23
	5.2 Diskussion der Ergebnisse	23
	5.3 Zusammenfassung	35

Anhang A

Berechnung des Formfaktors		37
a)	Sphärische Basis	37
b)	Deformierte Basis	40

Seite

Anhang B

Berechnung der Zwei-Nukleonen-Transfer-konfigurationen 42
a) ZBM-Wellenfunktionen 42
b) Tabellen der Wellenfunktionen 43

Anhang C

DWBA - Analyse 48
a) Festlegung der Parameter 48
α) Formfaktor 48
β) Elastische Streuung im Ein- und Ausgangskanal 48
β_1) Eingangskanal 49
β_2) Ausgangskanal 50
γ) Hauser-Feshbach-Rechnungen 51
b) Durchführung der Analyse 52

Literaturverzeichnis 54

1 Einleitung

Schon seit vielen Jahren stellt der Ein-Nukleonen-Transfer in seiner Interpretation als direkte Reaktion unter Benutzung der DWBA ein wichtiges Hilfsmittel dar, um Informationen über die Struktur von Kernzuständen zu erlangen. In der letzten Zeit hat auch der Zwei-Nukleonen-Transfer auf dem Gebiet der Kernstrukturanalyse eine große Bedeutung erlangt. Während sich beim Ein-Nukleonen-Transfer die Strukturinformation in Form des spektroskopischen Faktors direkt aus den gemessenen Winkelverteilungen gewinnen läßt, ist eine solche direkte Analyse im Falle des Zwei-Nukleonen-Transfers im allgemeinen nicht möglich, weil sich in der Transferamplitude die einzelnen Konfigurationen von Anfangs- und Endzustandswellenfunktionen kohärent überlagern. Es ist daher notwendig, die Analyse einer Zwei-Nukleonen-Transferreaktion von vornherein Modellvorstellungen über die Struktur des Targetgrundzustandes und der erreichten Endzustände hineinzustecken, bevor man die berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte in Form und Größe mit den gemessenen Winkelverteilungen vergleichen kann. Diese durch die kohärente Überlagerung der einzelnen Konfigurationsbeiträge erzwungene indirekte Analyse hat aber den Vorteil, daß aufgrund möglicher konstruktiver oder destruktiver Interferenzen auch kleinere Komponenten entscheidenden Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt gewinnen können. Wegen dieser großen Empfindlichkeit auf Konfigurationsbeimischungen ermöglicht der Zwei-Nukleonen-Transfer eine scharfe Prüfung theoretischer Modellwellenfunktionen.

Beim Vergleich des experimentellen Niveauschemas von O^{15} mit den theoretischen Voraussagen zeigen sich selbst bei den neuesten Rechnungen (ZuB 69) noch erhebliche Abweichungen in der Lage der Energieniveaus (Abb. 2). Diese Tatsache läßt den Kern interessant für eine Zwei-Nukleonen-Transferanalyse erscheinen, die noch wesentlich empfind-

licher als die energetische Lage der Niveaus auf Konfigurationsbeimischungen reagiert. Eine (He^3,n)-Reaktion muß für Spin und Isospin der beiden übertragenen Nukleonen die strenge Auswahlregel $S = 0$, $T = 1$ erfüllen, und deshalb erscheint die Reaktion $C^{13}(He^3,n)O^{15}$ besonders gut geeignet, um unter Benutzung von verschiedenen Kernstrukturrechnungen Rückschlüsse auf die Struktur von Target- und Endkern ziehen zu können.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Einführung

Interpretiert man eine Zwei-Nukleonen-Transferreaktion vom Typ A(a,b)B als direkte Reaktion, so steht dahinter die Vorstellung, daß vom Targetkern zwei Nukleonen aus dem Projektil in unbesetzte Zustände eingefangen werden, während die restlichen mehr oder weniger ungestört am Kern vorbeifliegen. Der zeitliche Ablauf einer solchen Transferreaktion läßt sich in drei Phasen gliedern, wie dies Abb. 1 zu verdeutlichen versucht.

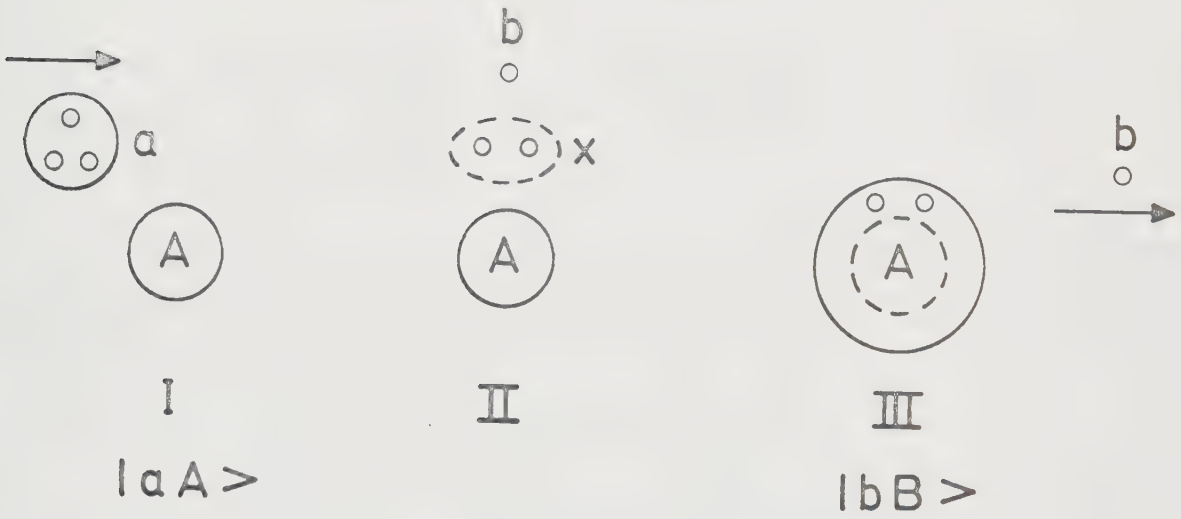

Abb. 1: Schematische Darstellung des zeitlichen Ablaufs einer Zwei-Nukleonen-Transferreaktion

I) Anflug des Projektils a auf den Targetkern A

II) Transfer der beiden Nukleonen x aus dem Projektil a zum Targetkern A

III) Auslaufen des Restteilchens b vom Endkern B

Das auslaufende Teilchen b sorgt dabei für die Erhaltung von Energie-, Impuls- und Drehimpulsbilanz. In der Form

seiner Winkelverteilung spiegelt sich der übertragene Bahndrehimpuls, in der Größe des Wirkungsquerschnitts die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Transfer wider.

Allgemein ist der Wirkungsquerschnitt für eine durch die Wechselwirkung V vermittelte Reaktion gegeben durch (GeG 53)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim |T|^2 \tag{1}$$

mit der Übergangsamplitude

$$T = \langle B\ b|V|\ a\ A\rangle \tag{2}$$

In Anlehnung an die obige schematische Darstellung läßt sich auch der Gedankengang bei der expliziten Berechnung des Übergangsmatrixelementes in drei Teile gliedern.

I) Die Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetkern wird als elastische Streuung mit Hilfe eines optischen Potentials beschrieben (2.21).

II) Der eigentliche Transfer hängt ab von (2.22)
   1. der Wahrscheinlichkeit, mit der sich das Projektil a in die durch die Reaktion bestimmten Fragmente b und x zerlegen läßt,
   2. der Stärke und Reichweite der für den Transfer verantwortlichen Wechselwirkung zwischen b und x,
   3. der Wahrscheinlichkeit, mit der der Transfer der beiden Nukleonen x zu A in einen quantenmechanisch möglichen Endzustand B führt.

III) Die Wechselwirkung des auslaufenden Teilchens b mit dem Endkern wird wieder als elastische Streuung mit einem optischen Potential beschrieben (2.21).

In der nachfolgenden kurzen Darstellung der auf dieser Vorstellung basierenden Theorie des Zwei-Nukleonen-Transfers beziehe ich mich aus der Fülle der auf diesem Gebiet erschienenen Literatur auf die Arbeiten von Glendenning (Gle 63, Gle 65) und Satchler (Sa 64). Towner und Hardy haben kürzlich eine zusammenfassende Darstellung der Zwei-Nukleonen-Transfertheorie mit ausführlichem Literaturverzeichnis veröffentlicht (ToH 69).

2.2 Übergangsamplitude

Die exakte Übergangsamplitude für eine direkte Reaktion von der in 2.1 betrachteten Art wird beschrieben durch

$$(3) \qquad T = \langle \phi_b \, | V_{bx} + V_{bA} \, | \psi_a^{(+)} \rangle$$

Dabei beschreibt $\psi_a^{(+)}$ die exakte Lösung des Anfangssystems Projektil - Targetkern, ϕ_b die Lösung des Endsystems, bestehend aus auslaufendem Teilchen und Endkern ohne Wechselwirkung zwischen den beiden. V_{bx} und V_{bA} sind die Wechselwirkungspotentiale zwischen b und dem übertragenen Nukleonenpaar x bzw. dem Targetkern A. Da die exakte Lösung $\psi_a^{(+)}$ nicht bekannt ist, geht man zur Berechnung der Übergangsamplitude zu einer Näherung, der sogenannten DWBA (distorted wave Born approximation), über.

$$(4) \qquad T = \langle \chi_b^{(-)} \, | V_{bx} \, | \chi_a^{(+)} \rangle$$

Die Wellenfunktionen

$$(5\,a) \qquad | \chi_a^{(+)} \rangle = | \psi_a^{(+)} \rangle \quad | a \rangle \, | A \rangle$$

$$(5\,b) \qquad | \chi_b^{(-)} \rangle = | \psi_b^{(-)} \rangle \quad | b \rangle \, | B \rangle$$

setzen sich aus folgenden Anteilen zusammen:

$|\psi_a^{(+)}>$, $|\psi_b^{(-)}>$ auslaufende bzw. einlaufende elastische Streuwellen von a und b

$|a>$, $|b>$ Wellenfunktion für die innere Struktur von a und b

$|A>$, $|B>$ Wellenfunktionen für die innere Struktur von A und B

Die Übergangsamplitude

$$(6) \qquad T = <\psi_b^{(-)}|<b\ B|\ V_{bx}|\ a\ A>\ |\psi_a^{(+)}>$$

gliedert sich also im wesentlichen in einen kinematischen Anteil - beschrieben durch die äußere Integration über die elastischen Streuwellen - und einen Kernstrukturanteil in Form des inneren Matrixelementes.

In die DWBA geht auch die Annahme ein, daß der Anteil der Wechselwirkung, der den Targetkern aus dem Grundzustand in einen angeregten Zustand überführt, vernachlässigt werden kann. Diese Theorie ist also nicht in der Lage, auch Prozesse zu beschreiben, bei denen der Transfer über angeregte Targetzustände erfolgt. Die Hoffnung, daß solche Prozesse wenig beitragen, wird zumindest dann trügerisch, wenn sich bestimmte Targetzustände inelastisch besonders stark anregen lassen oder aber sich bestimmte Endzustände nur über angeregte Zwischenzustände erreichen lassen (Gle 69).

2.21 Elastische Streuwellen

Der Anteil der Wechselwirkung des Projektils a bzw. des auslaufenden Teilchens b mit dem Targetkern bzw. dem Rumpf A, die diesen in seinem Grundzustand beläßt, wird pauschal

durch ein optisches Potential zwischen a und A bzw. b und B beschrieben (wegen der expliziten Form dieses Potentials siehe Anhang C).
In dieser Arbeit wird in Anlehnung an die Literatur im Eingangskanal ein Potential mit Volumenabsorption (WiH 64), im Ausgangskanal ein solches mit Oberflächenabsorption (Wi 62) benutzt. Die eventuelle Nicht-Lokalität des optischen Potentials (PeB 62) blieb unberücksichtigt, ließe sich jedoch näherungsweise in Rechnung stellen. Unter Berücksichtigung der geeigneten Randbedingungen werden mit diesen Potentialen die elastischen Streuwellen $\psi_a^{(+)}$ bzw. $\psi_b^{(-)}$ berechnet.

2.22 Formfaktor

Unser besonderes Interesse gilt im folgenden dem Strukturanteil $\langle B\ b\ |V_{bx}\ |aA\rangle$ von (6). Zunächst zerlegt man das Projektil $|a\rangle$ in die Anteile $|b\rangle$ und $|x\rangle$ derart, daß die Wellenfunktion $|\phi(b,x)\rangle$ für die Bewegung zwischen b und dem Schwerpunkt von x explizit auftritt

$$(7) \qquad |a\rangle = \sum_l a_l\ |x_l\rangle\ \ |\phi(b,x)\rangle\ |b\rangle$$

Unter Annahme, daß sich alle Nukleonen im Projektil in der $(1s_{1/2})$-Schale eines harmonischen Oszillators befinden, klassifiziert l die verschiedenen möglichen Spin-Isospinkombinationen der Zerlegung, die ansonsten eindeutig ist. In unserem speziellen Fall, wo zwei Protonen übertragen werden, kann aus Gründen der Antisymmetrie nur die Spin-Isospinkombination S = 0, T = 1 beitragen, da die zugehörige Ortsfunktion symmetrisch ist. Zur weiteren Vereinfachung wird unter der Annahme einer sehr kurzreichweitigen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung die sogenannte Nullreichweitennäherung durchgeführt.

$$(8) \qquad V(r_{bx})\ \ \phi(r_{bx}) = Do\ \ \phi(r_{bx})$$

r_{bx}: Abstand zwischen b und dem Schwerpunkt von x

Die endliche Reichweite der Kernkräfte läßt sich noch näherungsweise im Rahmen dieser Theorie berücksichtigen (Bas 66). Im allgemeinen wird die Wechselwirkung V_{bx} natürlich noch spinabhängig sein, doch kann in unserem speziellen Fall einer (He^3,n)-Reaktion, bei der nur relative Wirkungsquerschnitte gemessen wurden, diese Abhängigkeit unberücksichtigt bleiben, da nur die eine Spin-Isospin-Kombination S = 0, T = 1 beiträgt.

$$(9) \quad \langle B\,b \,|V_{bx}\,| aA\rangle = \alpha_{S,T}\; Do\; \delta(r_{bx}) \left(\begin{matrix} S & S_b \\ M_S & M_{Sb} \end{matrix} \middle| \begin{matrix} S_a \\ M_{Sa} \end{matrix}\right) \left(\begin{matrix} T & T_b \\ T_Z & T_{Zb} \end{matrix} \middle| \begin{matrix} T_a \\ T_{Za} \end{matrix}\right) \cdot \langle B\,|x\,A\rangle$$

(S,M und T,T_Z kennzeichnen Spin und Isospin mit ihren Projektionen, (|) sind Clebsch-Gordan-Koeffizienten, $\alpha_{S,T}$ geht aus $a_{S,T}$ bei der Integration durch das Auftreten von statistischen Faktoren wegen der Antisymmetrie hervor.)

In (9) ist bereits die Annahme gemacht, daß nur eine S,T-Kombination in der Reaktion möglich ist. Analog zu (7) läßt sich auch die Wellenfunktion des Endzustandes zerlegen

$$(10) \qquad |B\rangle = \sum_k b_k \; |A\rangle \; |\psi_k\rangle$$

in einen Rumpfanteil mit der Struktur des Targetkerns und zwei Nukleonen in möglicherweise verschiedenen Konfigurationen $|\psi_k\rangle$. Die in (10) vorgenommene Zerlegung, bei der die Antisymmetrie zwischen $|A\rangle$ und $|\psi_k\rangle$ mit Hilfe sogenannter fractional-parentage-Koeffizienten (cfp) gebrochen sein soll, setzt die genaue Kenntnis der Wellenfunktion des Targetgrundzustandes und des erreichten Endzustandes voraus (siehe Anhang B).

$$(11) \quad \langle B \mid x\, A \rangle = \left(\begin{matrix} J_A & J \\ M_A & M \end{matrix} \middle| \begin{matrix} J_B \\ M_B \end{matrix}\right) \left(\begin{matrix} T_A & T \\ T_{ZA} & T_Z \end{matrix} \middle| \begin{matrix} T_B \\ T_{ZB} \end{matrix}\right) \sum_k \beta_k \langle \psi_k \mid x \rangle$$

(β_k enthält b_k samt statistischer Faktoren aus der Integration wegen der Antisymmetrie.) Auch in (11) ist bereits die Annahme enthalten, daß nur eine Gesamtspin-Isospinkombination J,T beim Transfer möglich ist. Der sogenannte Formfaktor F_L wird dann in folgender Weise definiert:

$$(12) \quad \sum_k \beta_k \langle \psi_k \mid x_{S,T} \rangle = \sum_L \left(\begin{matrix} L & S \\ M & M_S \end{matrix} \middle| \begin{matrix} J \\ M_J \end{matrix}\right) F_L \cdot i^{-L} Y^*_{LM}$$

Er beschreibt also im wesentlichen die Radialbewegung des Schwerpunktes der beiden übertragenen Nukleonen. Seine explizite Berechnung läuft neben der Bestimmung von $\beta_k \cdot |\psi_k\rangle$ (Anhang B) auf eine Auswertung des Überlapps $\langle \psi_k \mid x_{S,T} \rangle$ hinaus (Anhang A). Sie ist abhängig von dem Modell, in dem die Endzustandswellenfunktionen konstruiert werden. In dieser Arbeit finden Modelle auf folgender Basis Verwendung:

a) Schalenmodell
Normalerweise findet in Kernstrukturrechnungen ein Konfigurationsraum Verwendung, der sich aus einer beschränkten Anzahl von Eigenfunktionen des sphärischen harmonischen Oszillators aufbaut.

b) Die gleichzeitige Anregung von zwei oder vier Nukleonen in die nächst höhere Schale führt in der Nähe von O^{16} zu ener getisch tieferliegenden Zuständen, wenn sich die Nukleonen nicht in einem sphärischen, sondern in einem im Sinne des Nilsson-Modells deformierten Potentials bewegen (RosB 65)

Die Eigenfunktionen, berechnet in einem unendlich hohen Oszillatortopf, erweisen sich als hinreichend zur Berechnung von Energieschemata, wo die wesentlichen Beiträge aus dem Kerninneren stammen. Bei direkten Reaktionen jedoch, die sich hauptsächlich an der Kernoberfläche abspielen, kommt es stark auf das Verhalten der Wellenfunktionen asymptotisch und am Kernrand an - insbesondere auch bei deformierten Zuständen (Ro 67). Um das Verhalten dort besser beschreiben zu können, werden die 1-Teilchen-Wellenfunktionen in einem Woods-Saxon-Potential berechnet (wegen der expliziten Form siehe Anhang A).
Eine eventuelle Deformation dieses Potentials wird dabei durch einen winkelabhängigen Kernradius beschrieben. Die Potentialtiefe V wird an die experimentelle Bindungsenergie eines übertragenen Nukleons angepaßt. Dieses Verfahren ändert die Wellenfunktionen im wesentlichen nur in der Nähe und außerhalb des Kernrandes und beeinflußt somit die durch Diagonalisierung eines Modellhamiltonoperators gewonnenen Energiedaten und Eigenfunktionen nur wenig.
Die Woods-Saxon-Wellenfunktionen wurden zweckmäßigerweise in einer Oszillatorbasis dargestellt, deren Oszillatorparameter dem der Relativbewegung der beiden übertragenen Nukleonen im Projektil entspricht. Im Falle eines deformierten Woods-Saxon-Potentials sind die Wellenfunktionen nur noch Eigenfunktionen zur Energie, Parität und der Projektion des Drehimpulses auf die Symmetrieachse, die aus ihnen konstruierten 2-Teilchen-Konfigurationen müssen also zunächst noch auf guten Gesamtdrehimpuls projeziert und renormiert werden, bevor man nach Übergang zur LS-Darstellung (mit Hilfe von 9j -Symbolen $\{\ \}$) und Relativ- und Schwerpunktskoordinaten (mit Hilfe von Moshinsky-Koeffizienten $\langle\ ,\ \rangle$) das Überlappintegral $\langle\psi_k | x_{S,T}\rangle$ auswerten kann und dann zu folgendem Formfaktor gelangt

$$(13)\quad F_L = \sum_{R,N} \beta_k \; A_{\nu_1\nu_2} \; \sqrt{(2L+1)\,(2S+1)\,(2j_1+1)\,(2j_2+1)} \begin{Bmatrix} l_1 & s_1 & j_1 \\ l_2 & s_2 & j_2 \\ L & S & J \end{Bmatrix} \; \langle 0\;0\;N\;L,\ \nu_1\ l_1\ \nu_2\ l_2\ L \rangle_{U_{NL}}$$

ν	Oszillatorknotenzahl
l	Bahndrehimpuls von Teilchen 1 bzw. 2
s	Spin
j	Gesamtdrehimpuls
U_{NL}	Radialanteil der Oszillatorwellenfunktion $\|NL\rangle$
$A_{\nu_1\nu_2}$	enthält die Entwicklungskoeffizienten der Woods-Saxon-Wellenfunktionen, die Antisymmetrisierung und gegebenenfalls die Projektion auf guten Gesamtdrehimpuls und die Renormierung.

Hierbei geht entscheidend ein, daß sich die übertragenen Nukleonen im Projektil in einem relativen S-Zustand befunden haben sollen und auch nur solche Komponenten aus den 2-Teilchen-Konfigurationen des Endzustands tragen zur Reaktion bei. In der Summation über k und N kommt die Kohärenz der Überlagerung der verschiedenen Endzustandskonfigurationen zum Ausdruck, wenn man berücksichtigt, wie der Formfaktor schließlich in den Wirkungsquerschnitt eingeht ((14) (15)).

2.3 Wirkungsquerschnitt

Durch Einführung der kinematischen Amplituden β_{LM} (Sa 64) für die Integration über den Formfaktor und die elastischen Streuwellen

$$(14)\quad \beta_{LM} \sim \frac{1}{\sqrt{2L+1}} \; \langle \psi_b^{(-)} \,|\, F_L \; i^{-L} \; Y^*_{LM} \,|\, \psi_a^{(+)} \rangle$$

läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt schließlich berechnen in der Form

$$(15)\quad \frac{d\sigma}{d\Omega} \sim (2I_B+1) \sum_{LM} |\beta_{LM}|^2$$

$$\sim (2I_B+1) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{DWUCK MIT FORMFAKTOR}}$$

In dieser letzten Formel sind alle für die Reaktion $C^{13}(He^3,n)O^{15}$ uninteressanten Faktoren fortgelassen. Die Formfaktoren werden extern mit besonderen Programmen berechnet und in den Code DWUCK (Ku 67) eingegeben.

2.4 Statistisches Modell nach Hauser-Feshbach

Die bisherige Beschreibung des Zwei-Nukleonen-Transfers ging von der Annahme aus, daß es sich dabei um eine direkte Reaktion handelte (2.1). Bei niedrigen Einschußenergien wird die Richtigkeit dieser Annahme jedoch zweifelhaft, und es ist dann zu berücksichtigen, daß die Reaktion auch unter Bildung eines Compoundkerns als Zwischenzustand verlaufen kann. In der Natur werden beide Prozesse miteinander konkurrieren und eine exakte theoretische Beschreibung müßte beide Prozesse in kohärenter Überlagerung in einem gemeinsamen Modell beschreiben. Ein solches Vorhaben stößt jedoch auf große Schwierigkeiten, und man muß sich darauf beschränken, beide Reaktionsmechanismen in ihren extremen Formulierungen getrennt zu behandeln und ihre Ergebnisse inkohärent zu überlagern in der Hoffnung, daß Interferenzen keine große Rolle spielen. In diesem Abschnitt soll kurz aufgezeigt werden, unter welchen Annahmen das statistische Modell von Hauser und Feshbach (HaF 52) entwickelt wurde und zu welchem Ergebnis es führt. Eine ausführliche Darstellung dieser Theorie findet sich in einer Arbeit von Vogt (Vo 68).

Dem statistischen Modell liegen im wesentlichen folgende Annahmen zugrunde:

1) Der gebildete Compoundkern ist so hoch angeregt, daß sehr viele Zerfallskanäle offen sind.

2) Die mittlere Niveaubreite soll groß gegenüber dem mittleren Niveauabstand im Anregungsbereich des Compoundkerns sein.

3) Die Phasen der Übergangsamplituden sollen statistisch verteilt sein, so daß sich Interferenzen zwischen einzelnen Compoundkernniveaus herausmitteln.

Letztere Annahme hat zur Folge, daß die Bohrsche Hypothese von der Unabhängigkeit von Bildung und Zerfall eines Compoundkerns erfüllt ist. Die unter dieser Annahme berechneten Winkelverteilungen sind symmetrisch um 90°, lassen sich also darstellen in der Form

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{HF} \sim \sum_{L} A_L P_L (\cos\theta)$$

P_L: Legendre Polynom (L gerade)

Die Amplituden A_L enthalten im wesentlichen die Summation über Spins und Paritäten der Zwischenzustände im Compoundkern sowie die Summationen über die Transmissionskoeffizienten zu den einzelnen Partialwellen im Eingangs- und Ausgangskanal. Die Transmissionskoeffizienten lassen sich aus den Streuphasen in einem optischen Modell berechnen.

In dieser Arbeit findet der Hauser-Feshbach-Formalismus Verwendung, um abzuschätzen, wie groß der als Compoundkernreaktion verlaufende Anteil am gemessenen Wirkungsquerschnitt ist (Anhang C).

3. Modellrechnungen zur Struktur von C^{13} und O^{15}

Wie bereits in Kapitel 2 dargelegt, setzt die Berechnung des Formfaktors die Kenntnis der Wellenfunktionen vom Targetgrundzustand und dem erreichten Endzustand in O^{15} voraus. Folgende Modellrechnungen standen zur Verfügung:

a) für den C^{13}-Grundzustand
   1. einfaches Schalenmodell
   2. Rechnungen in intermediärer Kopplung von Cohen und Kurath (CoK 65, Fle 67)
   3. Rechnungen von Auerbach und French (AuF 56)

b) für die Endzustände in O^{15}
   α) negativer Parität
      1. einfaches Schalenmodell
      2. Rechnungen in intermediärer Kopplung nach Cohen und Kurath
      3. Konfigurationsmischungsrechnungen von Zuker et al. (ZuB 69)
      4. Rechnungen auf Nilssonmodellbasis nach Shukla und Brown (ShuB 68)
   β) positiver Parität
      1. Konfigurationsmischungsrechnungen von Zuker et al.
      2. Rechnungen von Halbert und French (HaF 57).

Es ist nun nicht immer sinnvoll und in manchen Fällen auch nur sehr schwer möglich, die Ergebnisse aller Modelle für den C^{13}-Grundzustand mit den Ergebnissen von allen Modellen für die O^{15}-Endzustände miteinander zu verknüpfen, um auf dieser Grundlage den Zwei-Nukleonen-Transfer zu berechnen. Hierfür gibt es verschiedene Gründe:

1) Es sollten nur solche Modelle miteinander verknüpft werden, die unter gleichen oder zumindest ähnlichen Annahmen konstruiert wurden.

2) Die Kenntnis des cfp-Koeffizienten und der relativen Phasen zwischen den Wellenfunktionen aus verschiedenen Modellen muß absolut sichergestellt sein.
3) Die Darstellungsweise der verschiedenen Modellfunktionen sollte mit vertretbarem Aufwand die Berechnung des Formfaktors mit den bestehenden Programmen ermöglichen.

Unter Berücksichtigung dieser Gesichtspunkte läßt sich das einfache Schalenmodell für C^{13} verknüpfen mit dem einfachen Schalenmodell, den Rechnungen von Zuker et al. und Shukla und Brown für O^{15}. Natürlich lassen sich auch die Rechnungen von Cohen und Kurath für C^{13} und O^{15} miteinander verbinden. Mit einer gewissen Einschränkung ist auch eine Verknüpfung der Ergebnisse von Cohen und Kurath mit denen Shukla's und Brown's für den Grundzustandsübergang möglich.

In den folgenden Abschnitten werden kurz die den benutzten Modellen zugrunde liegenden Annahmen diskutiert.

3.1 Reines Schalenmodell

Im reinen Schalenmodell mit jj -Kopplung läßt sich der Grundzustand von C^{13} interpretieren als im Neutron in der $1p_{1/2}$-Schale, der Grundzustand von O^{15} als ein Neutron-Loch in der gleichen Schale. In diesem Modell muß man den $3/2^-$-Zustand bei 6.16 MeV in O^{15} als ein Loch in der $1p_{3/2}$-Schale auffassen. Eine Bevölkerung dieses Zustandes vom C^{13}-Grundzustand aus ist also nicht möglich. Wie das Experiment zeigt (Abb. 5 a), findet der Transfer in diesen Zustand jedoch mit beachtlicher Wahrscheinlichkeit statt. Hieraus läßt sich bereits folgern, daß der Rahmen dieses Modells zu eng ist. Prinzipiell bestehen zwei Möglichkeiten der Erweiterung:

1) Korrelationen innerhalb der p-Schale (3.2)
2) Anregungen von zwei Teilchen in die nächst höhere Schale (3.3).

Dennoch erscheint es interessant, anhand des Grundzustandsüberganges die erweiterten Modelle mit dieser einfachen Vorstellung vom Schalenmodell zu vergleichen.

3.2 Intermediäre Kopplung

Zu einer verbesserten Beschreibung der Zustände natürlicher Parität innerhalb der 1p-Schale gelangen Cohen und Kurath (CK) (CoK 65), indem sich die Restwechselwirkung der Nukleonen innerhalb dieser Schale berücksichtigen. In ihrem Modell werden die Wechselwirkungsmatrixelemente durch Anpassen an charakteristische Energieniveaus verschiedener Kerne der 1p-Schale bestimmt. Da wesentlich mehr experimentelle Daten als unbekannte Matrixelemente vorliegen, konnte dieses Modell mit gutem Erfolg auf seine innere Konsistenz geprüft werden. Ausgehend von diesem Modell haben CK in einer kürzlich erschienenen Arbeit die cfp-Konfigurationen für den Zwei-Nukleonen-Transfer vom C^{13}-Grundzustand zum Grundzustand und zum $3/2^-$-Niveau bei 6.16 MeV in O^{15} angegeben (CoK 70). Die Berechnung des Transfers mit diesen Konfigurationen (Tabelle 2, Anhang B) gibt speziell Aufschluß über den Einfluß der $1p_{3/2}$-Schale. Die in diesem Modell vorausgesagten relativ schwachen Übergänge mit $J = 1$ können bei einer (He^3,n)-Reaktion wegen der Auswahlregel $S = 0$, $T = 1$ und somit $J = L$ aus Paritätsgründen nicht stattfinden.

3.3 Konfigurationsmischungen

Die schon bei relativ niedrigen Energien auftretenden Zustände unnatürlicher Parität in Kernen der oberen 1p-Schale machen es notwendig, auch Anregungen in und Beimischungen aus der (2s, 1d)-Schale zu berücksichtigen.

3.31 Sphärische Basis

Um eine einheitliche Beschreibung sowohl der Zustände negativer als auch positiver Parität in den Kernen mit der Massenzahl 15 bemühen sich Zuker et al. (ZBM) (ZuB 69), indem sie in dem Konfigurationsraum, gebildet aus $1p_{1/2}$, $1d_{5/2}$ und $2s_{1/2}$, drei aktive Nukleonen außerhalb des "inerten" C^{12}-Rumpfes zulassen. Die von ihnen benutzten Wechselwirkungsmatrixelemente lehnen sich entweder an realistische Rechnungen von Kuo und Kahana, Lee und Scott (Zu 69) und an von Talmi und Unna (TaU 60) aus dem N^{14}-Spektrum gewonnene Ergebnisse an. Auf die Tatsache, daß bei diesen Rechnungen die $1d_{3/2}$-Schale nicht berücksichtigt wird, sind die Matrixelemente von Kuo sowie Kahana, Lee und Scott nach einer Methode von Bloch und Horowitz (BloH 58) renormiert. Die notwendige Renormierung wegen der Nichtberücksichtigung der $1p_{3/2}$-Schale hoffen ZBM dadurch gewährleistet zu haben, daß die Matrixelemente aus dem experimentellen N^{14}-Spektrum gewonnen wurden. Diese Technik der Renormierung trägt indirekt auch der Tatsache Rechnung, daß der als inert angenommene C^{12}-Rumpf korreliert ist. Um den Einfluß der $1p_{3/2}$-Schale auch explizit berücksichtigen zu können, müßte man deshalb an die Wellenfunktionen (Tabelle 3, Anhang B) schwach im Sinne von Zuker (Zu 69) realistisch korrelierte C^{12}-Grundzustandswellenfunktionen koppeln. Diese Arbeit beschränkt sich jedoch auf die einfache Form der Auswertung für den Zwei-Nukleonen-Transfer, da keine korrelierten C^{12}-Grundzustandswellenfunktionen zur Verfügung standen, die eine phasenkonsistente Ankopplung erlaubt hätten.

Aus Abb. 2 und Tab. 3 (Anhang B) geht die vorgenommene Zuordnung zwischen dem experimentellen Niveauschema (nach Ajzenberg-Selove (Ajz 70)) und den theoretischen Ergebnissen von ZBM hervor. Interpretiert man den $3/2^-$-Zustand bei 6.16 MeV in O^{15} im wesentlichen als ein Loch

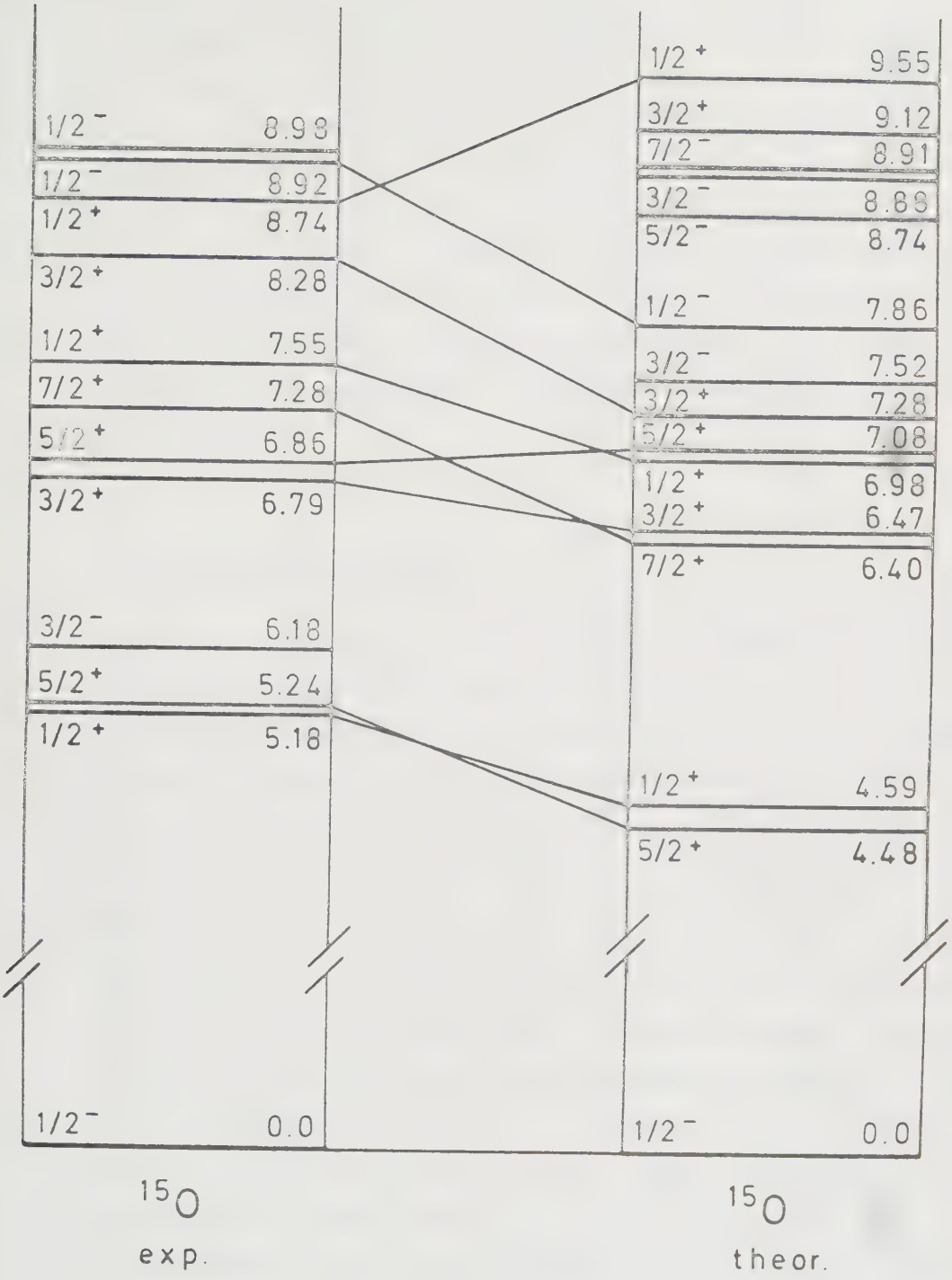

Abb. 2: Experimentelles (nach Ajzenberg-Selove (Ajz 70)) und theoretisches Niveauschema (nach Zuker et al. (ZuB 69)) von O^{15}. Die Linien zwischen den Niveauschemata entsprechen der vorgenommenen Zuordnung zwischen Experiment und Theorie.

in der $1p_{3/2}$-Schale, so sollte dieser Zustand in den Rechnungen von ZBM nicht auftreten und der theoretische $3/2^-$-Zustand bei 7.52 MeV müßte dem nächsthöheren $3/2^-$-Zustand zugeordnet werden. Andererseits läßt sich auch argumentieren, daß durch die indirekt mitgenommenen Grundzustandskorrelationen in C^{12} der Einfluß der $1p_{3/2}$-Schale wenigstens zum Teil berücksichtigt ist und somit eine Zuordnung des ersten theoretischen zum ersten experimentellen $3/2^-$-Zustand doch zu rechtfertigen ist. Eine Transferanalyse ist bei dieser Zuordnung allerdings mit Vorsicht zu genießen.

3.32 Deformierte Basis

Zur Beschreibung der $1/2^-$- und $3/2^-$-Zustände in O^{15} werden bei Shukla und Brown (SB) (Shu 67, ShuB 68) sphärische $|1L>$ -Komponenten mit deformierten $|2T - 3L>$ -Komponenten gemischt, wobei sich die deformierten Komponenten aus Teilchen in der Nilsson-Bahn Nr. 6 und Löchern in der Nilsson-Bahn Nr. 4 bei einer Deformation von $\beta = 0.3$ zusammensetzen. Nach Berechnungen von Rost und Brown (RoB 65) liegen solche deformierten Komponenten energetisch tiefer als die entsprechenden sphärischen Komponenten und können deshalb leichter zu den sphärischen Lochkomponenten beimischen. Die nicht diagonalen Wechselwirkungsmatrixelemente stammen aus Abschätzungen von Brown und Green (BroG 66I) bzw. aus Rechnungen derselben Autoren unter Zugrundelegung eines Hamada-Johnston-Potentials (BroG 66II, KuB 66). Die Diagonalelemente des Hamiltonoperators werden als freie Parameter betrachtet; zu ihrer Festlegung dienen die beiden untersten Zustände negativer Parität und der obere $1/2^-$-Zustand. Der letzte freie Parameter wird durch Interpretation der Diagonalelemente der deformierten Komponenten als Rotationsbande in Anlehnung an O^{16} bestimmt (BroG 66I).

Um den Einfluß der $1p_{3/2}$-Schale zusammen mit dem der (2s, 1d)-Schale auf den Grundzustand von O^{15} untersuchen zu können, liegt es nahe, die $1p_{1/2}$-Lochkomponente mit dem Grundzustand von CK zu identifizieren und dann für den Übergang vom korrelierten C^{13}-Grundzustand die renormierten cfp-Koeffizienten von CK zu benutzen.

In dem Modell von SB werden auch die Zustände positiver Parität im Konfigurationsraum der deformierten $|1T - 2L\rangle$ - und $|3T - 4L\rangle$ -Komponenten berechnet, doch sind die daraus resultierenden Wellenfunktionen mangels Kenntnis der Umkopplungs- und cfp-Koeffizienten für Nilsson-Zustände zur Berechnung des Zwei-Nukleonen-Transfers ungeeignet.

4 Durchführung der Messungen[++)]

Zur Messung der Reaktion $C^{13}(He^3,n)O^{15}$ wurde das Neutronenflugzeitspektrometer am 5.5 MV van de Graaff-Beschleuniger des Sektors Kernphysik am Hahn-Meitner-Institut benutzt. Dieses Spektrometer ist an anderer Stelle bereits ausführlich beschrieben (Ha 67) worden. Die Energie des gepulsten He^3-Strahls betrug 5.7 MeV, die zeitliche Breite etwa 1 nsec und die mittlere Stromstärke etwa 1.5 µA. Die Winkelverteilung wurde mit zwei unabhängig schwenkbaren Detektoren in einem Abstand von 6 m vom Target aufgenommen. Die Neutronendetektoren bestanden aus NE 213-Szintillatoren, die auf XP 1040 Photomultipliern montiert waren. Ein unter festem Winkel stehender weiterer Detektor diente als Monitor für Targetdicke und Intensität des einfallenden Strahls. Das Target bestand aus einer mit C^{13} bedampften Tantalfolie[+)] die auf einem 0.3 mm dicken Tantalblech befestigt war. Eine ausführliche Beschreibung der benutzten Meßelektronik findet sich ebenfalls bereits an anderer Stelle (Mi 67).

Aufgenommen wurden die Neutronenwinkelverteilungen aus den Übergängen zu den ersten 12 Niveaus in O^{15} mit ihren relativen Intensitäten.

+) Zur Verfügung gestellt von R. H. Siemssen, Yale University

++) Die Messungen wurden durchgeführt von K. H. Maier, M. Hagen, P. Pietrzyk und U. Janetzki.

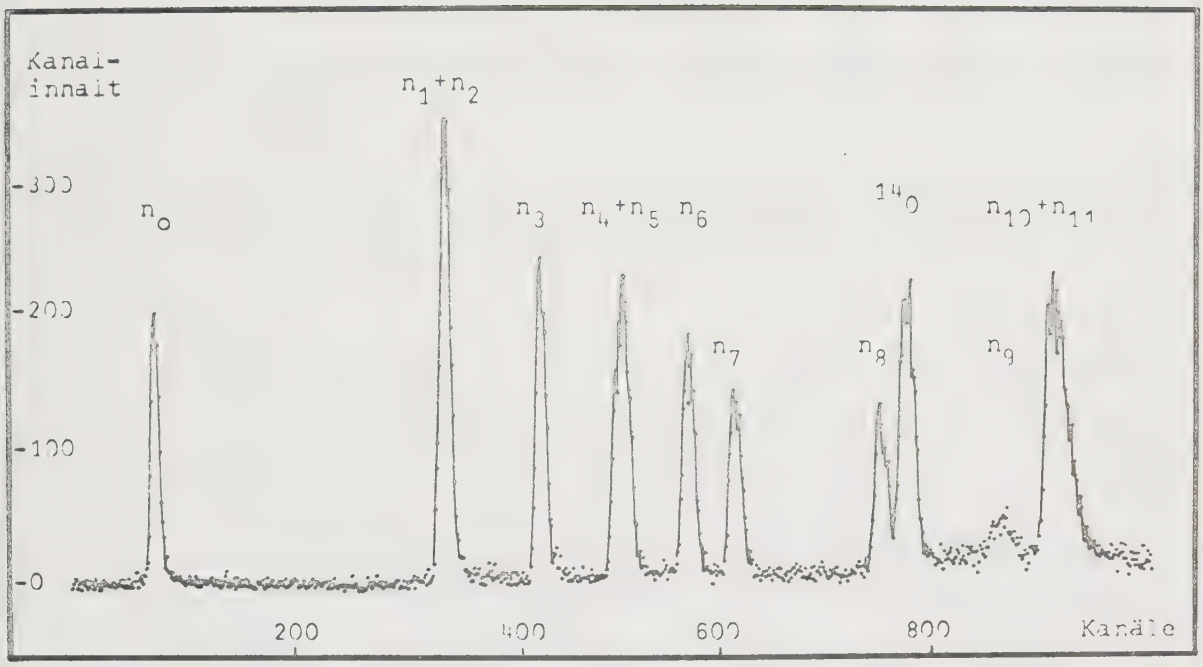

Abb. 3: Neutronenflugzeitspektrum der Reaktion $C^{13}(He^3,n)O^{15}$ unter einem Winkel $\Theta = 105^o$ zur Einschußrichtung. Die beobachteten Neutronengruppen entsprechen folgenden Endzustandsenergien in O^{15}

n_o:	Grundzustand
n_1+n_2:	5.18 MeV + 5.24 MeV
n_3:	6.18 MeV
n_4+n_5:	6.79 MeV + 6.86 MeV
n_6:	7.28 MeV
n_7:	7.55 MeV
n_8:	8.28 MeV
n_9:	8.74 MeV
$n_{10}+n_{11}$:	8.92 + 8.98 MeV

5 Ergebnisse

5.1 Prinzip der Auswertung

Um einen sinnvollen Vergleich zwischen den gemessenen Winkelverteilungen und theoretischen Voraussagen durchführen zu können, wurden zunächst die relativen differentiellen Wirkungsquerschnitte

a) unter Annahme einer direkten Reaktion mit Hilfe der DWBA

b) unter Annahme einer Compoundkernreaktion mit Hilfe des statistischen Modells von Hauser und Feshbach (HF)

berechnet. Die Festlegung der Größe des HF-Wirkungsquerschnitts erfolgte abschätzungsweise an der Winkelverteilung zum 7.55 MeV-Niveau in O^{15} derart, daß dann auch für die übrigen Übergänge der HF-Wirkungsquerschnitt eine vernünftige Größe hatte. Zu diesen HF-Winkelverteilungen wurden dann geeignet normierte DWBA-Winkelverteilungen addiert, so daß die Summe von beiden die experimentellen Verteilungen halbwegs vernünftig beschrieb (Abb. 5 a und b). Die auf diese Weise angepaßten DWBA-Winkelverteilungen dienten als Grundlage für die nachfolgende Diskussion, wobei als Maß für die Intensität der experimentellen Verteilungen die Zählrate im ersten Maximum nach Korrektur auf den Hauser-Feshbach-Anteil genommen wurde.

5.2 Diskussion der Ergebnisse

Beim Vergleich zwischen den experimentellen und den theoretischen Winkelverteilungen sind zwei Aspekte zu unterscheiden:

a) die Form

b) die relative Intensität.

a) Bei einer (He^3,n)-Reaktion, für die die Auswahlregel S = 0, T = 1 gilt, ist der übertragene Gesamtdrehimpuls gleich dem übertragenen Bahndrehimpuls. Da der Targetkern im Grundzustand Spin und Parität $1/2^-$ besitzt, ist bei bekanntem Spin und bekannter Parität des erreichten Endzustandes der übertragene Bahndrehimpuls eindeutig festgelegt. Dieser übertragene Bahndrehimpuls spiegelt sich in der Form der Winkelverteilung wieder. Die Güte der formmäßigen Übereinstimmung zwischen theoretischer und experimenteller Verteilung gibt im wesentlichen Aufschluß darüber, inwieweit die kinematischen Annahmen einer direkten Reaktion - behandelt im Rahmen der DWBA - bei der relativ niedrigen Einschußenergie von 5.7 MeV erfüllt sind.

b) Die Intensität eines solchen Übergangs wird bestimmt durch die Amplituden derjenigen Komponenten der Endzustandswellenfunktion, die sich durch den Transfer von zwei Nukleonen erreichen lassen. Dabei kommt es wegen möglicher konstruktiver und destruktiver Interferenzen am Kernrand entscheidend auf die relativen Phasen der einzelnen beitragenden Komponenten an.

Im folgenden werden kurz die Übergänge zu den einzelnen Endzuständen unter diesen Gesichtspunkten diskutiert.

Grundzustand

In Abb. 4 sind die Winkelverteilungen für die verschiedenen Modelle (Kapitel 3) zum Vergleich untereinander und mit den Meßergebnissen dargestellt. Die Winkelverteilung, berechnet mit der ZBM-Wellenfunktion, wurde unter 0° an die experimentellen Daten angepaßt, weil in diesem Modell Wellenfunktionen für alle gemessenen Übergänge zur Verfügung standen. Die übrigen theoretischen Kurven geben die relative Intensität im Vergleich hierzu an.

Von der Form her zeigen alle theoretischen Winkelverteilungen in recht guter Übereinstimmung mit dem Experiment das typische Bild eines L = 0-Übergangs.
Die Annahme des einfachen Schalenmodells liefert für den Grundzustandsübergang den niedrigsten Wirkungsquerschnitt von allen betrachteten Modellen. Bereits Beimischungen aus der $1p_{3/2}$-Schale heben den Wirkungsquerschnitt fast um einen Faktor 3 gegenüber dem reinen Schalenmodell an. Einen ähnlichen Effekt haben die Beimischungen aus der (2s, 1d)-Schale, wie sie in ähnlicher Weise in den Wellenfunktionen von ZBM und SB berücksichtigt sind (Tab. 1).[+)]

+) Dieses Ergebnis hängt entscheidend an der relativen Phase zwischen den p^2 und d^2 Beiträgen. Da die Phasenkonsistenz zwischen den Modellrechnungen von ZBM und SB sowie den benutzten Programmen zur Berechnung des Formfaktors nicht zweifelsfrei war, wurde in dieser Arbeit versucht, die Phase dadurch zu bestimmen, daß bei vorgegebenem Hamiltonoperator und bekannten Eigenfunktionen die (absolute) Grundzustandsenergie unter Benutzung der Phasenkonvention des Formfaktorprogramms reproduziert wurde. Bei der entgegengesetzten relativen Phase bereitet es sehr große Schwierigkeiten, die L = 0 Struktur der Winkelverteilung wiederzugeben und außerdem sinkt der Wirkungsquerschnitt um zwei Größenordnungen.

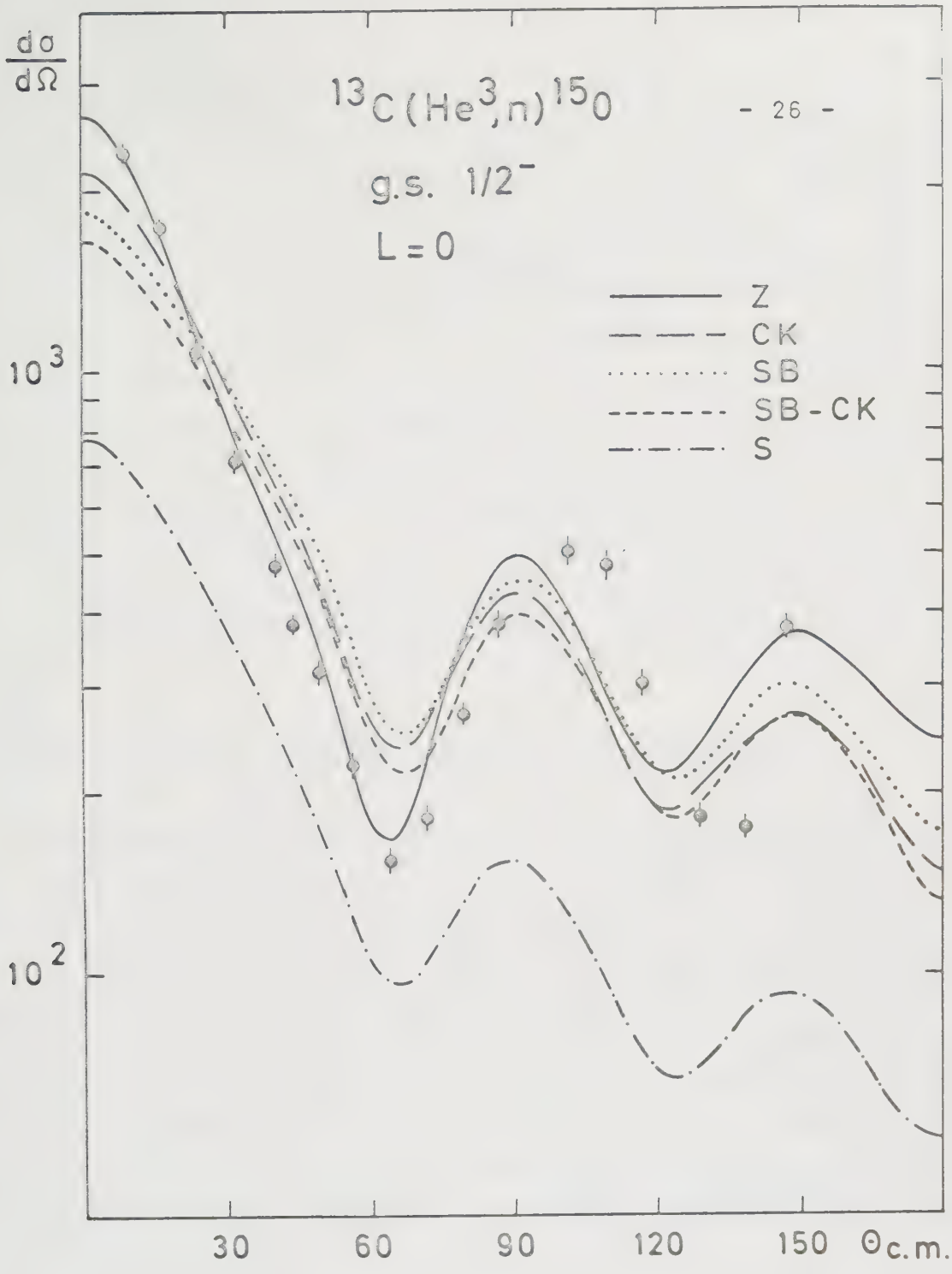

Abb. 4: Vergleich der verschiedenen Modellvorstellungen mit den experimentellen Ergebnissen anhand der Neutronenwinkelverteilung für den Grundzustandsübergang der Reaktion $C^{13}(He^3,n)O^{15}$. Die theoretische Winkelverteilung nach ZBM wurde an das Experiment angepaßt. Die übrigen theoretischen Kurven geben die relative Intenisät im Vergleich dazu an. Die Winkelverteilungen sind nicht auf den Hauser-Feshbach-Untergrund korrigiert.

S: Reines Schalenmodell
Z: Zuker et al.
CK: Cohen und Kurath
SB: Shukla und Brown
SB/CK: Verknüpfung von SB und CK

Der Ein-Nukleonen-Transfer, verkörpert durch die Reaktion $N^{14}(He^3,d)O^{15}$ (BoH 68), reagiert auf diese Beimischungen aus der $1p_{3/2}$- bzw. (2s, 1d)-Schale nur mit einer Verringerung des spektroskopischen Faktors um etwa 5 - 10 % gegenüber dem reinen Schalenmodell. Dieses Beispiel mag als Verdeutlichung der großen Empfindlichkeit des Zwei-Nukleonen-Transfers auf Beimischungen dienen. Der Versuch, den Einfluß der $1p_{3/2}$- und der (2s, 1d)-Schale gleichzeitig durch Kopplung der Ergebnisse von CK und SB zu berücksichtigen, führt wider Erwarten zu einer leichten Absenkung des Wirkungsquerschnitts gegenüber den reinen CK und SB Wellenfunktionen. Dieses Ergebnis zeigt, daß sich die Beiträge der verschiedenen Schalen zur Größe des Wirkungsquerschnitts nicht einmal qualitativ einfach addieren lassen.

$1/2^+$-, $5/2^+$- Dublett bei 5.19 bzw. 5.24 MeV

Experimentell war es leider nicht möglich, dieses Dublett mit einem Abstand von nur 50 keV sauber zu trennen. Deshalb mußten wir uns darauf beschränken, die theoretischen Wirkungsquerschnitte nach den ZBM-Wellenfunktionen inkohärent zu überlagern, um einen Vergleich mit dem Experiment durchführen zu können. Unter den gegebenen Umständen darf man die Wiedergabe der Form der Winkelverteilung als recht zufriedenstellend bezeichnen (Abb. 5 a), während die Größe des theoretischen Wirkungsquerschnitts um etwa einen Faktor 2 zu klein gegenüber dem Grundzustandsübergang ist (Tab. 1).

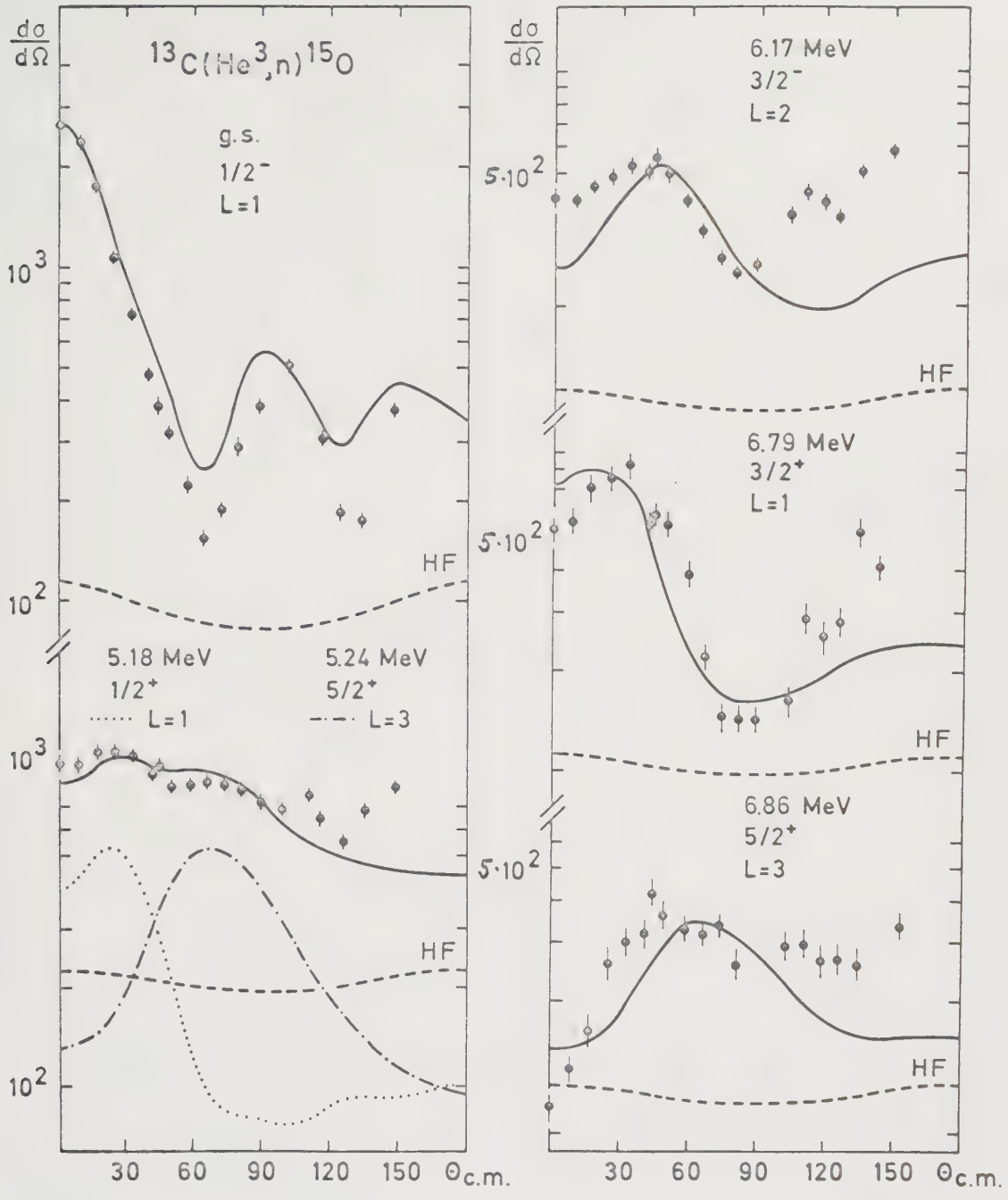

Abb.5a: Neutronenwinkelverteilungen der gemessenen Übergänge der Reaktion $C^{13}(He^3,n)O^{15}$. Die theoretischen Verteilungen wurden mit den ZBM Wellenfunktionen berechnet und unter Berücksichtigung des Hauser-Feshbach-Anteils (HF) jeweils an die experimentellen Ergebnisse angepaßt.

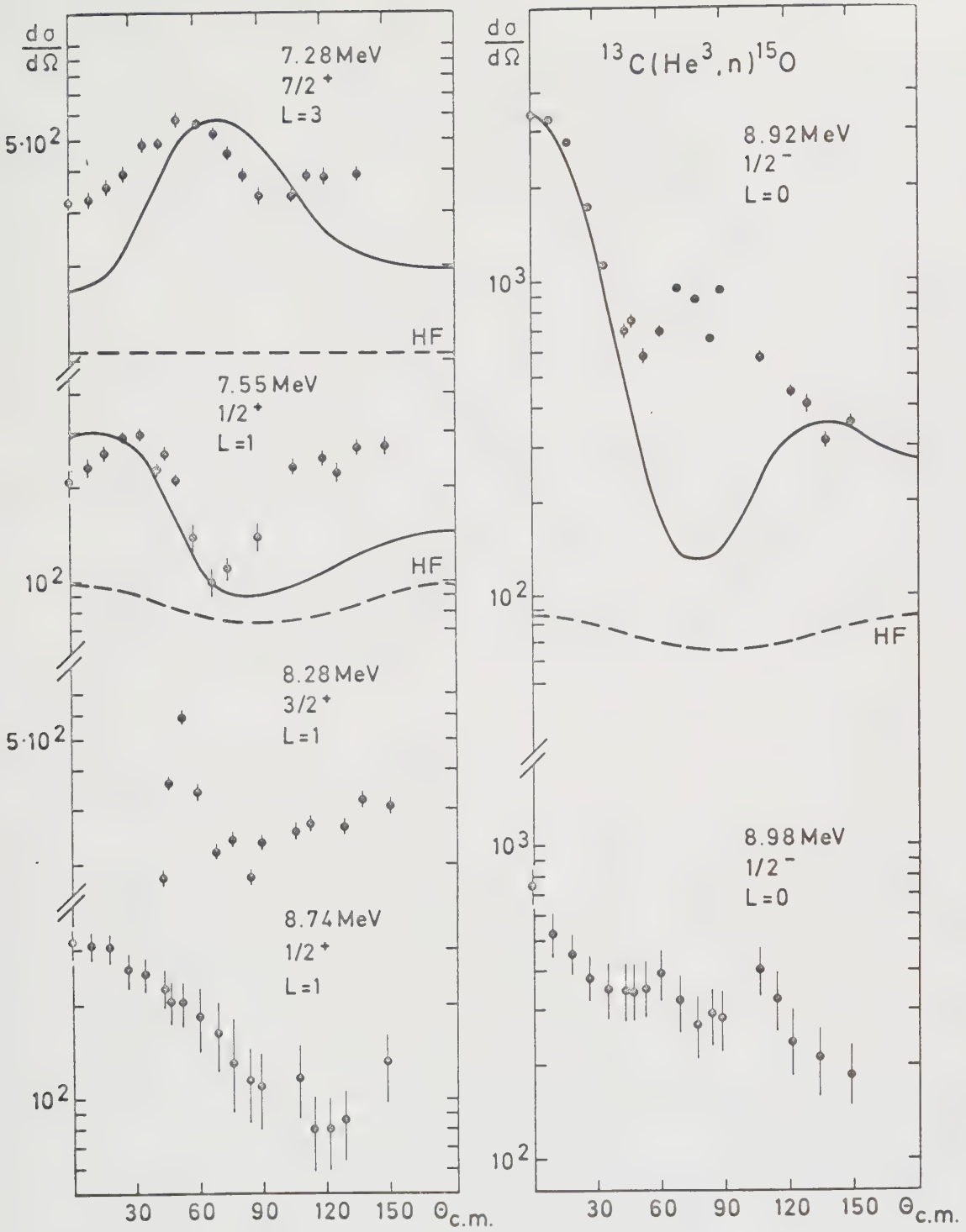

Abb. 5b: Neutronenwinkelverteilungen der gemessenen Übergänge der Reaktion $C^{13}(He^3,n)O^{15}$. Die theoretischen Verteilungen wurden mit den ZBM Wellenfunktionen berechnet und unter Berücksichtigung des Hauser-Feshbach-Anteils (HF) jeweils an die experimentellen Ergebnisse angepaßt.

$3/2^-$-Niveau bei 6.16 MeV

Die Form der Winkelverteilung dieses L = 2 Übergangs wird in ihrer generellen Struktur von CK, ZBM und SB ähnlich gut beschrieben, doch ist das Maximum der theoretischen Winkelverteilung zu etwas größeren Winkeln gegenüber dem Experiment verschoben. Billigt man diesem Zustand im wesentlichen die Struktur eines Lochsin der $1p_{3/2}$-Schale zu, so ist zu erwarten, daß die Wellenfunktionen von CK den Übergang zu diesem Zustand noch am besten beschreiben, was auch mit dem Ergebnis der Rechnung qualitativ übereinstimmt, doch ist der Wirkungsquerschnitt selbst relativ zum CK-Grundzustandsübergang um etwa einen Faktor 3 zu klein. Daß die Wellenfunktionen von ZBM und SB auch keine bessere Übereinstimmung liefern, darf nicht verwundern, da sich die Vernachlässigung der $1p_{3/2}$-Schale hier besonders stark bemerkbar machen sollte.

$3/2^+$-Niveau bei 6.79 MeV

Auch hier wird die Form der Winkelverteilung dieses L = 1 Übergangs - wenn auch nicht in der exakten Lage des Maximums, so doch in ihrem allgemeinen Verlauf - recht gut wiedergegeben. Der theoretische Wirkungsquerschnitt ist jedoch um mehr als einen Faktor 6 relativ zum Grundzustandsübergang zu groß. Dieser Zustand kann also nicht die im ZBM-Modell fast ausschließliche Struktur $2s_{1/2}(1p_{1/2})^2_{10}$ - ein Teilchen in der $2s_{1/2}$-Schale um einen N^{14} Rumpf - haben (Tab. 3, Anhang B), was an der durch die spektroskopischen Faktoren bei den Ein-Nukleonen-Transferreaktionen $N^{14}(d,n)O^{15}$ (MuM 67) und $N^{14}(He^3,d)O^{15}$ (BoH 68) bestätigt wird.

$5/2^+$-Niveau bei 6.85 MeV

Ein Vergleich zwischen Theorie und Experiment bei diesem L = 3 Übergang erscheint besonders gewagt, weil Schwierigkeiten bei der Entfaltung der Neutronenlinien zu diesem Zustand und zum knapp darunterliegenden $3/2^+$-Zustand bei 6.79 MeV auftraten (Abb. 3). Nur mit großer Vorsicht läßt sich behaupten, daß die ansteigende Vorderflanke der Winkelverteilung durch die Theorie in ihrem Trend richtig wiedergegeben würde, wenn auch das Maximum der theoretischen Kurve um etwa 15° zu Rückwärtswinkeln verschoben ist. Honsacker et al. (HoM 69) beobachteten bei diesem Übergang eine Compoundstruktur der Winkelverteilung. Die Größe von theoretischem und experimentellem Wirkungsquerschnitt entsprechen einander im Rahmen der hier überhaupt diskutablen Genauigkeit.

$7/2^+$-Niveau bei 7.28 MeV

In ihrer Form wird die Winkelverteilung dieses L = 3 Übergangs recht vernünftig wiedergegeben (Abb. 5 b), sieht man von der leicht unterschiedlichen Lage der Maxima ab, die Höhe des Wirkungsquerschnitts wird aber um etwa einen Faktor 3 zu groß vorausgesagt im Vergleich zum Grundzustand. Das ZBM-Modell beschreibt diesen Zustand fast ausschließlich als ein $1d_{5/2}$ Teilchen um einen N^{14} Rumpf (Tab. 3, Anhang B). Diese ausschließliche Struktur wird aber experimentell auch durch die Ein-Nukleonen-Transferreaktionen $N^{14}(He^3,d)O^{15}$ und $N^{14}(d,n)O^{15}$ mit ihren spektroskopischen Faktoren kleiner 1 widerlegt (BoH 68, MuM 67).

$1/2^+$-Niveau bei 7.55 MeV

Im Vergleich mit dem $3/2^+$-Niveau bei 6.79 MeV zeigt der Übergang zum $1/2^+$-Niveau bei 7.55 MeV in seiner Winkelverteilung sowohl experimentell als auch theoretisch wieder die typische L = 1 Struktur. Die Intensität dieses Übergangs wird aber um etwa einen Faktor 4 theoretisch zu hoch vorausgesagt.

$3/2^+$-Niveau bei 8.28 MeV

Eine Auswertung der Winkelverteilung zu diesem Zustand nach Vorwärtswinkeln hin wird durch die starke Neutronenlinie des Grundzustandsüberganges $C^{12}(He^3,n)O^{14}$ (Abb. 3) unmöglich gemacht. Theoretisch sollte dieser Übergang nach dem Modell von ZBM eine sehr geringe Intensität besitzen, da die einen L = 1 Übergang ermöglichende Komponente $2s_{1/2}(1p_{1/2})^2_{10}$ eine sehr kleine Amplitude in der Wellenfunktion hat (Tab. 3, Anhang B).

$1/2^+$-Niveau bei 8.74 MeV

Wie bereits aus dem Flugzeitspektrum (Abb. 3) qualitativ ersichtlich ist, wird dieser Zustand durch den Zwei-Nukleonen-Transfer nur sehr spärlich bevölkert. Dementsprechend ergab sich bei der Auswertung keine strukturierte Winkelverteilung, die eine DWBA-Analyse lohnend erscheinen ließe. Auch theoretisch wird der Übergang zu diesem Zustand von ZBM als sehr schwach vorausgesagt, weil die Amplituden der Komponenten $2s_{1/2}(p_{1/2})^2_{01}$ und $2s_{1/2}(p_{1/2})^2_{10}$ beinahe entgegengesetzt gleich sind (Tab. 3, Anhang B). Zumindest qualitativ wird also die Übergangsstärke richtig beschrieben.

$1/2^-$-Niveau bei 8.92 MeV

Die Winkelverteilung der Neutronen aus dem Übergang zu diesem Zustand hat mit ihrem starken Vorwärtsmaximum wieder eine typische L = 0-Struktur, die auch theoretisch vernünftig wiedergegeben wird. Dieses Ergebnis bestätigt die Messungen von Honsacker et al. (HoM 69). Die Tatsache, daß das theoretische Minimum so stark aufgefüllt ist, dürfte im wesentlichen durch die Schwierigkeiten bei der Entfaltung der Neutronenlinien zu diesem und dem 8.98 MeV Niveau bedingt sein. Die Intensität dieses Übergangs relativ zum Grundzustand wird sowohl durch die Wellenfunktionen von ZBM als auch SB recht gut beschrieben. Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu Honsacker et al. (HoM 69), die für das Verhältnis der Amplituden $d^2_{01}/p^2_{01} = -0.4$ erhalten, während ZBM $d^2_{01}/p^2_{01} = +0.68$, $s^2_{01}/p^2_{01} = +2.0$ und SB für (# 6)$^2_{01}/p^2_{01} = +2.19$ voraussagen[+] (Tab. 3 und 4, Anhang B).

$1/2^-$-Niveau bei 8.98 MeV

Durch die sehr starke Intensität des Übergangs zum 8.92 MeV Niveau war die Entfaltung der Neutronenlinie zum 8.98 MeV Niveau sehr schwierig und führte zu einer Winkelverteilung, an der die Struktur eines L = 0-Übergangs nicht zu erkennen ist und deshalb für eine DWBA Analyse ungeeignet war.

+) Vergleiche Fußnote zum Grundzustandsübergang.

Tab. 1: Vergleich der relativen Wirkungsquerschnitte zwischen den experimentellen Ergebnissen und den verschiedenen theoretischen Voraussagen. Die experimentellen Wirkungsquerschnitte, die auf Hauser-Feshbach-Anteile korrigiert sind, beziehen sich auf den experimentellen Grundzustandsübergang, die theoretischen auf den ZBM-Grundzustandsübergang.

J^π	E_{exp} |MeV|	E_{th} |MeV|	$(\frac{d\sigma}{d\Omega}) / (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{gs}$	$(\frac{d\sigma}{d\Omega}) / (\frac{d\sigma}{d\Omega})^{ZBM}_{gs}$	Theor. Wellenf.
$1/2^-$	0.0	0.0	1.0	1.0	ZBM
				0.29	S
				0.79	CK
				0.66	SB
				0.63	SB/CK
$1/2^+$	5.18	4.59	0.31		ZBM
$5/2^+$	5.24	4.48		0.14	ZBM
$3/2^-$	6.18	6.16		0.05	CK
		7.52	0.17	0.04	ZBM
		6.16		< 0.01	SB
$3/2^+$	6.79	6.47	0.28	1.75	ZBM
$5/2^+$	6.86	7.08	0.1	0.11	ZBM
$7/2^+$	7.28	6.40	0.19	0.59	ZBM
$1/2^+$	7.55	6.98	0.08	0.29	ZBM
$3/2^+$	8.28	7.28	?	$\sim 10^{-6}$	ZBM
$1/2^+$	8.74	9.55	klein	$\sim 10^{-3}$	ZBM
$1/2^-$	8.92	7.86	1.3	0.96	ZBM
		8.89		1.63	SB

S: Reines Schalenmodell
ZBM: Zuker et al.
CK: Cohen und Kurath
SB: Shukla und Brown
SB/CK: Verknüpfung von SB und CK

5.3 Zusammenfassung

Die durch den übertragenen Bahndrehimpuls charakterisierte Form der Winkelverteilungen wird in ihrer generellen Struktur recht vernünftig beschrieben, wenn auch die Lage des ersten Maximums bei Übergängen mit $L \neq 0$ gewisse Schwierigkeiten bereitet, die sich auch durch eine andere Wahl der DWBA-Parameter nicht überwinden ließen. Eine vergleichende Studie der Winkelverteilungen des Grundzustandsübergangs der Reaktion $C^{12}(He^3,p)N^{14}$ bei verschiedenen Einschußenergien zwischen 6 und 30 MeV von Mangelson et al. (MaH 68) zeigt, daß sich Größe und Form der Winkelverteilungen stark ändern. Dies deutet darauf hin, daß der Reaktionsmechanismus in diesem Energiebereich einem Wandel unterworfen ist. Bei unserer niedrigen Einschußenergie von 5.7 MeV darf es deshalb nicht verwundern, wenn sich keine bessere Beschreibung der Form der Winkelverteilungen erzielen läßt. Sowohl bei der Untersuchung der Reaktion $C^{12}(He^3,p)N^{14}$ (MaH 68) als auch der Reaktionen $N^{15}(p,He^3)C^{13}$ und $N^{15}(p,t)N^{13}$ durch Fleming (Fle 67) zeigt sich, daß sich im Rahmen des Modells der intermediären Kopplung von Cohen und Kurath die relativen Wirkungsquerschnitte recht gut wiedergeben lassen. Weniger gut ist die Übereinstimmung bei der Reaktion $C^{12}(He^3,p)N^{14}$ unter Benutzung der Wellenfunktionen von True (Tru 63), bei denen neben der $1p_{1/2}$-Schale auch die (2s, 1d)-Schale berücksichtigt wird. Auch der Vergleich der verschiedenen Modellvorstellungen für den Grundzustandsübergang und dem $3/2^-$-Niveau bei 6.16 MeV in O^{15} anhand der Reaktion $C^{13}(He^3,n)O^{15}$ in dieser Arbeitet deutet an, daß der Einfluß der $1p_{3/2}$-Schale nicht so ohne weiteres vernachlässigt werden darf. Da es im ZBM-Modell schon gewisse Schwierigkeiten bereitet, die energetische Lage der einzelnen Niveaus gut zu beschreiben, darf man bei der großen Empfindlichkeit des Zwei-Nukleonen-Transfers auf

Konfigurationsbeimischungen nicht erwarten, daß sich die relativen Transferwirkungsquerschnitte konsistenter als die Energieniveaus beschreiben lassen. In diesem Licht gesehen kann die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment unter Berücksichtigung der eingegangenen Näherungen als zufriedenstellend bezeichnet werden.

Anhang A

Berechnung des Formfaktors

Nach Formel (12) in 2.22 ist der Formfaktor für den Zwei-Nukleonen-Transfer definiert durch

$$(A\ 1) \qquad \sum_k \beta_k \ \langle \psi_k \mid \chi_{S,T} \rangle$$

$$= \sum_L \left(\begin{matrix} L & S \\ M & M_S \end{matrix} \mid \begin{matrix} J \\ M_J \end{matrix}\right) F_L \ i^{-L} \ Y^*_{LM}$$

Seine explizite Berechnung gliedert sich also in die Bestimmung der Zwei-Teilchen-Transferkonfigurationen $\beta_k / \psi_k\rangle$ (Anhang B) und in die Auswertung des Überlapps $\langle \psi_k / \chi_{S,T})$.

a) Sphärische Basis

Normalerweise sind die Zwei-Teilchen-Konfigurationen aufgebaut aus Oszillatorwellenfunktionen $|nlj\rangle$, die antisymmetrisiert und zu gutem Gesamtspin und Isospin J,T gekoppelt sind.

$$(A\ 2) \qquad |\psi_k\rangle = |n_1 l_1 j_1 \ n_2 l_2 j_2 \ JT\rangle$$

Zur besseren Beschreibung des Verhaltens asymptotisch und am Kernrand ersetzt man die Oszillatorfunktionen durch Wellenfunktionen, die zu den gleichen Quantenzahlen durch Anpassung der Potentialtiefe an die experimentelle Bindungsenergie in einem Woods-Saxon-Potential berechnet werden.

(A 3) $V_{WS}(r) = V_o\, v_{ws}(r)$ Woods-Saxon-Potential

$$+ V_o \cdot V_{ls} \left(\frac{\hbar}{2Mpc}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} v_{WS}(r)$$

Spin-Bahn-Term

$$+ \begin{cases} \frac{zZe^2}{2R}\left(3-\left(\frac{r}{R}\right)^2\right) & r < R \\ \frac{zZe^2}{r} & r > R \end{cases}$$

Coulomb-potential

$$v_{WS}(r) = \frac{1}{1+e^{\frac{r-R}{a}}}$$

V_o: Tiefe des Woods-Saxon-Potentials
V_{ls}: Stärke des Spin-Bahn-Terms
R: Kernradius
a: Diffuseness
M_p: Protonenmasse

Die Woods-Saxon-Wellenfunktionen werden zweckmäßigerweise wieder nach Oszillatorwellenfunktionen $|\nu lj\rangle$ entwickelt.

(A 4) $$|nlj\rangle_{WS} = \sum_{\nu} a_{n\nu} |\nu lj\rangle$$

Für eine (He^3,n)-Reaktion liefert die Antisymmetrisierung

(A 5) $$|\psi_k\rangle = \sum_{\nu_1\nu_2} A_{\nu_1\nu_2} |\nu_1 l_1 j_1\ \nu_2 l_2 j_2\ J\ T\rangle$$

$$A_{\nu_1\nu_2} = \frac{2}{\sqrt{2(1+\delta_{j_1 j_2})}}\ a_{n_1\nu_1}\ a_{n_2\nu_2}$$

Um den Überlapp auswerten zu können, wird zunächst aus der jj-Kopplung in die LS Kopplung mit Hilfe von 9j-Symbolen

{ } transformiert

$$(A\ 5)\quad |\nu_1 l_1 j_1\ \nu_2 l_2 j_2\ \ J\ T\rangle$$

$$= \sum_{LS} \sqrt{(2L+1)\ (2S+1)\ (2j_1+1)\ (2j_2+1)} \begin{Bmatrix} l_1 l_2 L \\ s_1 s_2 S \\ j_1 j_2 J \end{Bmatrix}$$

$$|(\nu_1 l_1 \nu_2 l_2)L,\ (s_1 s_2)S\ J\ T\rangle$$

und anschließend mit Hilfe von Moshinsky Koeffizienten $\langle\ ,\ \rangle$ noch der Übergang auf Relativ- (n_r, l_r) und Schwerpunktskoordinaten (N_s, L_s) durchgeführt.

$$(A\ 7)\quad |\nu_1 l_1 \nu_2 l_2 L\rangle = \sum_{\substack{n_r l_r \\ N_s L_s}} \langle n_r l_r N_s L_s,\ \nu_1 l_1 \nu_2 l_2 L\rangle\ |n_r l_r N_s L_s L\rangle$$

Die Oszillatorkonstante der Entwicklung (A 3) wird dabei so gewählt, daß sie der Relativbewegung der beiden Nukleonen im Projektil entspricht, so daß bei der Berechnung des Überlapps nur $n_r = 0$ beiträgt. Außerdem macht man die Annahme, daß sich die beiden Nukleonen im Projektil in einem relativen S-Zustand befinden, was für Projektile mit der Massenzahl $A \lesssim 4$ eine gute Näherung darstellt. Für den Formfaktor ergibt sich dann schließlich

$$(A\ 8)\quad F_L = \sum_{\substack{\nu_1 \nu_2 \\ k\,1\,N\,2}} A_{\nu_1 \nu_2}\ \beta_k \frac{1}{\sqrt{(2L+1)\ (2S+1)\ (2j_1+1)\ (2j_2+1)}} \begin{Bmatrix} l_1 l_2 L \\ s_1 s_2 S \\ j_1 j_2 J \end{Bmatrix}$$

$$\cdot \langle 0\ 0\ N\ L,\ \nu_1 l_1\ \nu_2 l_2 L\rangle$$

$$\cdot U_{NL}$$

U_{NL}: Radialanteil der Oszillatorfunktion $|NL\rangle$

b) Deformierte Basis

In dieser Darstellung werden die Zwei-Teilchen-Konfigurationen aufgebaut aus Nilssonmodellwellenfunktionen, die antisymmetrisiert und auf guten Gesamtspin und Isospin projeziert und anschließend renormiert sind. Die Nilssonfunktionen werden wieder durch Wellenfunktionen ersetzt, die man in einem Woods-Saxon-Potential der Form (A 3) berechnet, wobei die Deformation des Potentials durch einen winkelabhängigen Radius beschrieben wird.

$$(A\ 9)\quad R(\Theta) = R_{SPH}\left(1 + \beta\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\ P_2(\cos\Theta)\right)$$

R_{SPH}: Kernradius im sphärischen Fall
β: Deformationsparameter
P_2: Legendre-Polynom

Die Wellenfunktionen werden durch Diagonalisierung des zugehörigen Hamiltonoperators in der gleichen Basis wie in a) gewonnen, doch sind sie jetzt nur noch Eigenfunktionen zur Projektion von $\vec{j}$ auf die Symmetrieachse des Potentials und nicht mehr zu $\vec{j}^2$.

$$(A\ 10)\quad |\Omega\rangle = \sum_{\nu lj} a_{\nu lj}\ |\nu lj\Omega\rangle$$

$$|-\Omega\rangle = \sum_{\nu lj} a_{\nu lj}\ (-)^{j+\Omega}\ |\nu lj\ -\Omega\rangle$$

Formal gesehen läßt sich das Ergebnis der notwendigen Antisymmetrisierung, der Projektion auf guten Gesamtdrehimpuls J und der anschließenden Renormierung genauso wie in (A 5) darstellen, nur hat jetzt der Entwicklungskoeffizient $A_{\nu_1\nu_2}$ eine andere Gestalt

(A 11)

$$A_{\nu_1\nu_2} = \frac{1+(-)^J}{\sqrt{2}\,N_J} \sum_{\substack{l_2 j_2 \\ l_1 j_1}} a_{\nu_1 l_1 j_1}\, a_{\nu_2 l_2 j_2} (-)^{j_2+\Omega} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & J \\ \Omega & -\Omega & 0 \end{pmatrix}$$

mit der Renormierungskonstanten N_J gegeben durch

$$\text{(A 12)}\quad N_J^2 = 2 \sum_{\substack{\nu_1 l_1 j_1 \\ \nu_2 l_2 j_2}} \left[a_{\nu_1 l_1 j_1}\, a_{\nu_2 l_2 j_2} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & J \\ \Omega & -\Omega & 0 \end{pmatrix} \right]^2$$

Im weiteren verläuft die Berechnung des Formfaktors völlig analog zu a).

Anhang B

Berechnung der Zwei-Nukleonen-Transferkonfigurationen

Bei der Berechnung des Formfaktors ist die Auswertung des Überlapps (vgl. (10), (11))

$$(B\ 1) \qquad \langle B/A \rangle = \sum_k \beta_k \ |\psi_k\rangle$$

notwendig. Die explizite Durchführung hängt von der speziellen Konstruktionsweise der Wellenfunktionen von Target und Endzustand ab.

a) ZBM-Wellenfunktionen

In diesem Fall haben die Wellenfunktionen von Targetkern A und Endkern B allgemein die Struktur

$$(B\ 2\ a) \qquad |A\rangle = |j_3\rangle$$

$$(B\ 2\ b) \qquad |B\rangle = \sum_k C_k \Big| ((j_1^{\,n_1})_{J_1T_1} (j_2^{\,n_2})_{J_2T_2})_{J_{12}T_{12}} (j_3)^{n_3}_{J_oT_o} \Big\rangle$$

mit $j_1 = 1d_{5/2}$, $j_2 = 2s_{1/2}$, $j_3 = 1p_{1/2}$ und $n_1 + n_2 + n_3 = 3$. Ein nicht verschwindender Überlapp (B 1) ergibt sich nur, wenn $n_3 \neq 0$. Dementsprechend lassen sich folgende drei Fälle unterscheiden:

$n_3 = 3$:

$$(B\ 3) \quad \beta_k |\psi_k\rangle = \binom{n_3}{2}^{1/2} (j_3^{\,n_3}\ J_oT_o \Big| \Big\} j_3^{\,n_3-1}\ J\ T\ j_3 J_oT_o)\ C_k \Big| j_3^{\,n_3-1}\ J\ T\Big\rangle$$

mit ($\Big| \Big\}$) als cfp-Koeffizienten

$n_3 = 2$:

(B 4)

$$\beta_k |\psi_k\rangle = n_3 (-)^{j_i+2j_3+J_o} \sqrt{(2J_3+1)(2J+1)} \begin{Bmatrix} j_i & j_3 & J \\ j_3 & J_o & J_3 \end{Bmatrix} (-)^{3/2+T_o} \sqrt{(2T_3+1)(2T+1)} \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & T \\ 1/2 & T_o & T_3 \end{Bmatrix} C_k \; |(j_i\, j_3)\; J\; T\rangle$$

mit i = 1,2 und { } als 6j-Symbol

$n_3 = 1$:

(B 5) $$\beta_k |\psi_k\rangle = C_k |(j_1^{n_1})_{J_1T_1} (j_2^{n_2})_{J_2T_2}\; J\; T\rangle$$

mit $n_1 + n_2 = 2$

J_o, T_o kennzeichnen den Spin und Isospin des Endzustandes, J, T den der übertragenen Nukleonen.

b) Tabellen der Wellenfunktionen

Tab. 2: Zwei-Nukleonen-Transferkonfigurationen nach Cohen und Kurath (CoK 70) zwischen dem Grundzustand von C^{13} und den in der Tabelle angegebenen Endzuständen von O^{15}

J^π, T	E_{exp} [MeV]	E_{th} [MeV]	Zwei-Nukleonen-Transferkonfigurationen
$1/2^-1/2$	0.0	0.0	$-1.025(p^2_{1/2})_{01} - 0.502(p^2_{3/2})_{01}$
$3/2^-1/2$	6.17	6.16	$-0.101(p^2_{3/2})_{21} - 0.298(p_{3/2}p_{1/2})_{21}$

Tab. 3: Wellenfunktionen für O^{15} nach Zuker et al. (ZuB 69). Der Übersichtlichkeit halber wurde p = $1p_{1/2}$, s = $2s_{1/2}$ und d = $1d_{5/2}$ gesetzt. Die unteren Indizes an den Konfigurationen geben die J,T-Werte zwischen Kopplung an.

E_{exp} [MeV]	0.0	5.18	5.24	6.16
E_{th} [MeV]	0.0	4.59	4.48	7.52
J^{π},T	$1/2^-,1/2$	$1/2^+,1/2$	$5/2^+,1/2$	$1/2^+,1/2$
p^3	0.883			
$s\,p^2_{01}$		- 0.572		
$s\,p^2_{10}$		- 0.233		
$d\,p^2_{01}$			0.728	
$d\,p^2_{10}$			0.361	
$s^2_{01}p$	0.129			0.799
$s^2_{10}p$	- 0.019			
$d^2_{01}p$	0.436			
$d^2_{10}p$	0.113			0.526
$d^2_{21}p$				0.271
$(ds)_{20}p$				0.032
$(ds)_{21}p$				0.104
$d\,s^2_{01}$			- 0.214	
$d\,s^2_{10}$			0.166	
$d^2_{01}s$		- 0.473		
$d^2_{10}s$		0.324		
$d^2_{21}s$			0.138	
$d^2_{30}s$			- 0.131	
$d^2_{41}s$				
s^3		0.488		
d^3 Y=1		0.228	- 0.471	
d^3 Y=2			- 0.098	

Fortsetzung Tabelle 3:

E_{exp} [MeV]	6.79	6.86	7.28	7.55
E_{th} [MeV]	6.47	7.08	6.40	6.98
J^{π},T	$3/2^{+},1/2$	$5/2^{+},1/2$	$7/2^{+},1/2$	$1/2^{+},1/2$
p^3				
$s\ p^2_{01}$				0.291
$s\ p^2_{10}$	0.993			0.779
$d\ p^2_{01}$		- 0.110		
$d\ p^2_{10}$	- 0.016	0.876	0.994	
$s^2_{01}\ p$				
$s^2_{10}\ p$				
$d^2_{01}\ p$				
$d^2_{10}\ p$				
$d^2_{21}\ p$				
$(ds)_{20}P$				
$(ds)_{21}P$				
ds^2_{01}		0.217		
ds^2_{10}	- 0.026	- 0.286	- 0.059	
$d^2_{01}s$				- 0.040
$d^2_{10}s$	0.108			0.192
$d^2_{21}s$	- 0.028	- 0.150		
$d^2_{30}s$		0.158	- 0.019	
$d^2_{41}s$			- 0.011	
s^3				0.515
d^3 Y=1	- 0.028	0.213	0.061	0.067
d^3 Y=2		0.006	0.068	

Fortsetzung Tabelle 3:

E_{exp} [MeV]	8.28	8.74	8.92
E_{th} [MeV]	7.28	9.55	7.86
J^{π},T	$3/2^{+},1/2$	$1/2^{+},1/2$	$1/2^{-},1/2$
p^3			- 0.186
$s\ p^2_{01}$		0.547	
$s\ p^2_{10}$	0.017	- 0.563	
$d\ p^2_{01}$			
$d\ p^2_{10}$	0.993		
$s^2_{01}\ p$			0.468
$s^2_{10}\ p$			0.729
$d^2_{01}\ p$			0.156
$d^2_{10}\ p$			0.436
$d^2_{21}\ p$			
$(ds)_{20}p$			
$(ds)_{21}p$			
$d\ s^2_{01}$			
$d\ s^2_{10}$	- 0.093		
$d^2_{01}\ s$		0.280	
$d^2_{10}\ s$	- 0.009	0.321	
$d^2_{21}\ s$	0.006		
$d^2_{30}\ s$			
$d^2_{41}\ s$			
s^3		0.448	
$d^3\ Y=1$	- 0.076	- 0.036	
$d^3\ Y=2$			

Tab. 4: Wellenfunktionen für O^{15} nach Shukla und Brown (ShuB 68) #6 und #4 kennzeichnen die Nilsson-Bahnen Nr. 6 und Nr. 4 bei einer Deformation von $\beta = 0.3$

J^π, T	E_{exp} [MeV]	E_{th} [MeV]	Wellenfunktionen
$1/2^-$ 1/2	0.0	0.0	$0.94\ p^{-1}_{1/2} + 0.35\ (\#6)^2_{01}\ (\#4)^{-3}_{1/2}\ 1$
$3/2^-$ 1/2	6.17	6.16	$0.94\ p^{-1}_{3/2} + 0.35\ (\#6)^2_{21}\ (\#4)^{-3}_{1/2}\ 1$
$1/2^-$ 1/2	8.92	8.89	$0.35\ p^{-1}_{1/2} - 0.94\ (\#6)^2_{01}\ (\#4)^{-3}_{1/2}\ 1$

Tab. 4 a: Zwei-Teilchen-Transferkonfigurationen bei Verknüpfung der Grundzustandsübergänge nach CK und SB (vgl. 3.32)

J^π, T	E_{exp} [MeV]	E_{th} [MeV]	Zwei-Teilchen-Transferkonfigurationen
$1/2^-$ 1/2	0.0	0.0	$-0.964\ (p^2_{1/2})_{01} - 0.471 (p_{3/2})^2_0$ $+ 0.350\ (\#6)^2_{01}$

Anhang C

DWBA-Analyse

a) Festlegung der Parameter

α) Formfaktor

Kernstrukturmäßig waren die zu berechnenden Formfaktoren durch die vorgegebenen Target- und Endzustandswellenfunktionen festgelegt. Zur besseren Beschreibung des asymptotischen Verhaltens wurde die Wellenfunktion jedes übertragenen Nukleons in einem Woods-Saxon-Potential (A 1) unter Anpassung der Potentialtiefe V_o an die experimentelle Bindungsenergie berechnet. Die Stärke der Spin-Bahn-Wechselwirkung V_{ls} war für die 1p-Schale die Aufspaltung zwischen den untersten $1/2^-$- und $3/2^-$-Niveaus in O^{15} und die entsprechende Stärke für die 1d-Schale an die experimentelle Aufspaltung der untersten $5/2^+$-und $3/2^+$-Niveaus in F^{17} angepaßt. Für den Radius $R = r_o A^{1/3}$ (A: Massenzahl des Targets) wurde in allen Fällen $r_o = 1.25$ fm und für die Diffuseness a = 0.65 fm gewählt.

β) Elastische Streuung im Ein- und Ausgangskanal

Die elastischen Streuwellen wurden mit Hilfe eines optischen Potentials der allgemeinen Form

(C 1) $V_{opt} = U\ v_{WS}(r)$ — Realteil des optischen Potentials

$+ iW\ v_{WS}(r)$ — Volumenabsorption

$+ i\ W_s\ \frac{\partial}{a_s \partial r}\ v_{WS}(r)$ — Oberflächenabsorptio

$+ V_{SO}\ \frac{\partial}{r\ \partial r}\ v_{WS}(r)$ — Spin-Bahn-Potential

$+ \begin{cases} \frac{zZe^2}{2R}\ (3-(\frac{r}{R})^2) & r < R_c \\ \frac{zZe^2}{r} & r > R_c \end{cases}$ — Coulombpotential

$$v_{WS}(r) = \frac{1}{1+\ \frac{r-R}{a}}$$

V, W, W_S, V_{SO}	Stärke der Potentialterme
z, Z	Ladung von {Projektil, Target}
$R = r_o A^{1/3}$	Radius
A:	Massenzahl
a:	Diffuseness

Neben den Stärken waren auch der Radius und die Diffuseness für jeden Potential unabhängige Parameter.

β_1) Eingangskanal

Nach Hodgson (Ho 68) ist keine Analyse der elatischen Streuung von 5.7 MeV He^3 an C^{13} bekannt. Kellogg und Zurmühl haben+) die Streuung von He^3 an C^{13} zwischen 12 und 18 MeV mit Volumenabsorption analysiert mit dem Ergebnis, daß sich die Radien von Real- und Imaginärteil des Potentials um mehr als das Doppelte unterscheiden. Die Benutzung der Ergebnisse einer Streuanalyse (Pa 68) von 5.574 MeV He^3 an C^{12} mit Volumenabsorption bei gleichem Radius für Real- und Imaginärteil führten in unserem Fall bei Benutzung der in β_2) beschriebenen Potentiale für den Ausgangskanal zu unbefriedigenden Ergebnissen. Die Parameterwahl für die elastische Streuung in dieser Arbeit lehnt sich an die Ergebnisse von Donoghne et al. (DeM 69) an, die für den Grundzustandsübergang $C^{13}(He^3,n)O^{15}$ Winkelverteilung und Polarisation angepaßt haben. Bei unserer Analyse wurden die Parameter des Volumenabsorptionsanteils festgelegt und die Parameter des Realteils für den Grundzustandsübergang unter Benutzung der ZBM-Wellenfunktion optimiert, da in diesem Modell Wellenfunktionen

+) KeZ 66

für alle interessierenden Zustände vorlagen und man so auf einen vernünftigen Vergleich der relativen Übergangsintensitäten hoffen konnte. Dieses Verfahren lieferte folgende He^3-Parameter

$U = -178$ MeV	$W = -20$ MeV
$r_u = 1.27$ fm	$r_w = 1.80$ fm
$a_u = 0.72$ fm	$a_w = 0.80$ fm
$r_c = 1.30$ fm	

Eine Spin-Bahn-Wechselwirkung im Eingangskanal wurde nicht berücksichtigt. Die Anpassung läßt sich noch etwas verbessern, wenn man ein unrealistisch großes $r_w > 2$ fm zuläßt. Von der Wahl dieser Parameter hängt nur die Form der Winkelverteilung des Grundzustandsübergangs relativ empfindlich ab.

β_2) Ausgangskanal

Als Parameter für die Neutronen im Ausgangskanal wurden im wesentlichen die von Wilmore (Wi 62) durch Analyse der elastischen Neutronenstreuung an O^{16} gewonnenen Ergebnisse benutzt

$U = 44.6$ MeV $- 0.274\ E_n$	$W_s = 37.24$ MeV $- 0.474\ E$
$r_u = 1.33$ fm	$r_{w_s} = 1.27$
$a_u = 0.61$ fm	$a_{w_s} = 0.51$
$V_{SO} = 32$ MeV	

E_n: Neutronenenergie in MeV

Diese Potentialparameter unterscheiden sich von den entsprechenden Parametern für schwerere Kerne durch die starke Energieabhängigkeit des Oberflächenabsorptionsanteils (Wi H 64).

γ) Hauser-Feshbach-Rechnungen

Der Anteil am differentiellen Wirkungsquerschnitt, bei dem die Reaktion über einen Compoundkern als Zwischenzustand verlief, wurde nach dem statistischen Modell von Hauser und Feshbach abgeschätzt (siehe Vo 68).

$$(C\ 2)\quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{HF} = \frac{1}{4k^2}\ \frac{(-1)^{I'+i'-I-i}}{(2I+1)\ (2i+1)} \sum_L A_L\ P_L(\cos\Theta)$$

mit

$$(C\ 3)\quad A_L = \sum_{J,\pi_J} (2J+1)\ e^{J(J+1)/2\sigma^2}$$

$$\sum_{lj} (-1)^{2j}\ (2l+1)(2j+1)\ \begin{pmatrix} l & l & | & L \\ 0 & 0 & | & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j & j & L \\ l & l & i \end{Bmatrix} T_{lj}$$

$$\sum_{l'j'} (-1)^{2j'}\ (2l'+1)(2j'+1)\ \begin{pmatrix} l' & l' & | & L \\ 0 & 0 & | & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j' & I' & J \\ J & L & j' \end{Bmatrix}$$

$$\begin{Bmatrix} j' & j & L \\ l' & l & i \end{Bmatrix} T_{l'j'}$$

k: Wellenzahl des Projektils im Eingangskanal
I: Targetspin
i: Projektilspin
π_J: Parität des Compoundkernzustandes
σ: Spinabschneideparameter
l, j: Bahn- und Gesamtdrehimpuls der Partialwellen im Eingangskanal
T_{lj}: Transmissionskoeffizienten

Die gestrichenen Größen gelten entsprechend für den Ausgangskanal. $\begin{pmatrix} & | & \end{pmatrix}$ bzw. $\{\ \}$ sind Clebsch-Gordan-Koeffizienten bzw. 6j-Symbole.

Die Transmissionskoeffizienten wurden unter Benutzung der der gleichen Parameter für die optischen Potentiale im Ein- und Ausgangskanal wie bei der DWBA Analyse (β) berechnet. Die Festlegung des Spinabschneideparameters σ geschah in Anlehnung an eine Arbeit von Büßer (Bü 67), der die Reaktion $N^{14}(d,n_o)O^{15}$ bis zu 3 MeV auch auf der Grundlage von Hauser-Feshbach-Rechnung analysiert hat. Da auch die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion $C^{13}(He^3,n)O^{15}$ über den gleichen Compoundkern O^{16} mit einer Anregungsenergie von über 20 MeV verlaufen kann, wurde mit $\sigma^2 = 7$ der gleiche Wert für den Spinabschneideparameter gewählt.

b) Durchführung der Analyse

Für die DWBA-Rechnungen stand der Code DWUCK (Ku 67) zur Verfügung, in den die extern berechneten Formfaktoren eingelesen wurden. Für die Berechnung der Formfaktoren fanden spezielle Programme für sphärische und deformierte Basis Verwendung. Mit einem weiteren Programm wurden die Hauser-Feshbach-Rechnungen durchgeführt. Die dazu notwendigen Transmissionskoeffizienten lieferte ebenfalls der Code DWUCK.

Sowohl das DWBA-Programm DWUCK als auch das Hauser-Feshbach Programm berechneten die differentiellen Wirkungsquerschnit jeweils nur bis auf eine Normierungskonstante. Zunächst wurde der Hauser-Feshbach-Anteil derart an den Übergang zum 7.55 MeV Niveau in O^{15} angepaßt, daß er auch für die übrigen Übergänge eine vernünftige Größe hatte. Zu diesem Hauser-Feshbach-Untergrund wurde dann eine geeignet normierte DWBA-Winkelverteilung derart addiert, daß die Summe von beiden die experimentellen Wirkungsquerschnitte vernünftig beschrieb. Diese Prozedur vernachlässigt mögliche

Interferenzen zwischen direkter und Compound-Reaktion. Da der Hauser-Feshbach-Untergrund nur einen relativ kleinen Beitrag liefert, kann man annehmen, daß die etwas fragwürdige Anwendung des Statistischen Modells auf einen so leichten Kern wie O^{16} dennoch nicht zu allzu schlechten Ergebnissen führt.

Literaturverzeichnis

Ajz 70 F. Ajzenberg-Selove
LAP - 88 (1970)

AuF 56 T. Auerbach, J. B. French
NYO Report 3478 (1956)

Bas 66 R. H.Bassel
Phys. Rev. 149 (1966) 791

BloH 58 C. Bloch, J. Horowitz
Nucl. Phys. 8 (1958) 91

BoH 68 W. Bohne, H. Homeyer, H. Morgenstern, J. Scheer
Nucl. Phys. A 113 (1968) 97

BroG 66 I G. E. Brown, A. M. Green
Nucl. Phys. 75 (1966) 401

BroG 66II G. E. Brown, A. M. Green
Nucl. Phys. 85 (1966) 87

Bü 67 F. W. Büßer
Dissertation Hamburg 1967

CoK 65 S. Cohen, D. Kurath
Nucl. Phys. 73 (1965) 1

CoK 70 S. Cohen, D. Kurath
Nucl. Phys. A 141 (1970) 145

DeM 69 D. C. DeMartini
Dissertation, The Ohio State University 1969

Fle 67 D. G. Fleming
Dissertation, Berkeley 1967, UCRL-17790

GeG 53 M. Gell-Mann, M. L. Goldberger
Phys. Rev. 91 (1953) 398

Gle 63 N. K. Glendenning
Ann. Rev. Nucl. Sci 13 (1963) 191

Gle 65 N. K. Glendenning
Phys. Rev. 137 (1965) B 102

Gle 69 N. K. Glendenning
Int. Conf. on Properties of Nuclear States
Montreal 1969

Ha 67 M. Hagen
Diplomarbeit Berlin 1967

HaF 52 W. Hauser, H. Feshbach
Phys. Rev. 87 (1952) 366

HaF 57 E. C. Halbert, J. B. French
Phys. Rev. 105 (1957) 1563

Ho 68 P. E. Hodgson
Advances in Physics 17 (1968) 563

HoM 69 J. L. Honsacker, W. J. McDonald, G. G. Neilson, T. H. Hsu
Int. Conf. on Properties of Nuclear States
Montreal 1969

KeZ 66 E. M. Kellogg, R. W. Zurmühle
Phys. Rev. 152 (1966) 890

Ku 67 P. D. Kunz
University of Colorado 1967 (unveröffentlicht)
revidiert von G. Röschert

KuB 66 T. T. S. Kuo, G. E. Brown
Nucl. Phys. 85 (1966) 40

MaH 68 N. F. Mangelson, B. G. Harvey, N. K. Glendenning
Nucl. Phys. A 117 (1968) 161

Mi 67 R. Michaelsen
Diplomarbeit Berlin 1967

MuM 67 S. Mubarakmand, B. E. F. Macefield
Nucl. Phys. 98 (1967) 82

Pa 68 J. Y. Park
Nucl. Phys. A 111 (1968) 433

PeB 62 F. Perey, B. Buck
Nucl. Phys. 32 (1962) 355

Ro 67 E. Rost
Phys. Rev. 154 (1967) 994

RosB 65 E. Rost, G. E. Brown
Bull. Am. Phys. Soc. 10 (1965) 490

Sa 64 G. R. Satchler
Nucl. Phys. 55 (1964) 1

Shu 67 A. P. Shukla
Dissertation, Princeton 1967
Technical Report PUC - 937 - 262

ShuB 68 A. P. Shukla, G. E. Brown
Nucl. Phys. A 112 (1968) 296

TaU 60 I. Talmi, I. Unna
Ann. Rev. Nucl. Sci. 10 (1960) 353

ToH 69 J. C. Hardy, I. S. Towner
Advances in Physics 19 (1969) 401

Tru 63 W. W. True
Phys. Rev. 130 (1963) 1530

Vo 68 E. Vogt
Advances in Nuclear Physics Vol. 1 (1968) 261

Wi 62 D. Wilmore
zitiert von P. E. Hodgson
Conf. Direct Interactions and Nuclear
Reaction Mechanisms 1962, S. 103

WiH 64 D. Wilmore, P. E. Hodgson
Nucl. Phys. 55 (1964) 673

Zu 69 A. P. Zuker
Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 983

ZuB 69 A. P. Zuker, B. Buck, J. B. McGrory
Informal Report BNL 14085

Diese Arbeit wurde in der Theoretischen Abteilung des Sektors Kernphysik am Hahn-Meitner-Institut in Berlin unter der Leitung von Prof. Dr. J. Eichler angefertigt, dem ich für die Möglichkeit hierzu und für anregende und klärende Diskussionen herzlich danke.

Ein Teil der Arbeit entstand während eines Gastaufenthaltes am Max-Planck-Institut in Heidelberg, dem ich für die gastfreundliche Aufnahme danke. Gleichzeitig bin ich dem Institut für Hochenergiephysik in Heidelberg dafür zu Dank verpflichtet, daß es mir die Durchführung umfangreicher numerischer Rechnungen an seiner Rechenanlage ermöglichte.

Die Herren K. H. Maier, M. Hagen, P. Pietrzyk und U. Janetzki haben mir dankenswerterweise ihre Meßergebnisse der Reaktion $C^{13}(He^3,n)O^{15}$ zur Analyse zur Verfügung gestellt; für viele Diskussionen danke ich insbesondere Herrn M. Hagen.

Die ursprüngliche Version des Formfaktorprogramms für eine sphärische Basis hat Herr F. Pühlhofer zur Verfügung gestellt, wofür ihm herzlich gedankt sei. Herr P. Pietrzyk ermöglichte mir dankenswerterweise mit seinem Programm die Durchführung der Hauser-Feshbach-Rechnungen.
Bei der Anfertigung des Formfaktorprogramms für eine deformierte Basis fand ich dankenswerte Unterstützung von den Herren H. J. Krappe und U. Wille.

L e b e n s l a u f

Am 6. 10. 1939 wurde ich, Friedhelm Sichelschmidt, als einziger Sohn des Fernmeldetechnischen Betriebsinspektors Wilhelm Sichelschmidt und seiner Ehefrau Herta, geb. Ruddigkeit, in Dortmund geboren. Während der letzten Kriegsjahre lebte ich zusammen mit meiner Mutter zunächst in Eisenach in Thüringen und anschließend in Wettmarsen, Kreis Holzen,im Sauerland. Dort wurde ich im Frühjahr 1946 in unserem Nachbardorf Hövel, Kreis Beckum, eingeschult. Nach unserer Rückkehr nach Dortmund besuchte ich vom Dezember 1946 an die Vincke-Schule, von der ich zu Ostern 1950 zum Helmholtz-Gymnasium überwechselte. Im März 1959 legte ich dort erfolgreich die Reifeprüfung ab. Meiner Neigung folgend, begann ich direkt anschließend, Physik zu studieren, und zwar zunächst für zwei Semester an der Universität Münster und anschließend für zwei weitere Semester an der Universität Hamburg. Von Hamburg wechselte ich zum Sommersemester 1961 zur Freien Universität Berlin über, wo ich im Juli 1962 das Vordiplom ablegte. Im April 1964 begann ich mit meiner Diplomarbeit "Messung der Lebensdauern der ersten beiden angeregten Niveaus in Ne^{19}" bei Prof. K. H. Lindenberger am Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts in Berlin, wo ich im Dezember 1966 das Diplom erwarb. Anschließend wechselte ich zur Theoretischen Abteilung des gleichen Sektors über, um dort die hier vorliegende Doktorarbeit bei Prof. J. Eichler zu schreiben.